HARVARD MEDICAL LIBRARY

RÖNTGEN

THE LLOYD E. HAWES COLLECTION IN THE HISTORY OF RADIOLOGY

Harvard Medical Library in the Francis A. Countway Library of Medicine ~ *Boston*

VERITATEM PER MEDICINAM QUÆRAMUS

Digitized by the Internet Archive
in 2011 with funding from
Open Knowledge Commons and Harvard Medical School

http://www.archive.org/details/elektrizittsdurc00thom

Prof. Dr. Wachsmuth

J. J. THOMSON
D. SC. LLD. PH. D. ER. S. FELLOW ETC.

ELEKTRIZITÄTS-DURCHGANG IN GASEN

DEUTSCHE AUTORISIERTE AUSGABE
UNTER MITWIRKUNG DES AUTORS BESORGT UND ERGÄNZT VON

DR. ERICH MARX
PRIVATDOZENT AN DER UNIVERSITÄT LEIPZIG

MIT 187 FIGUREN IM TEXT

LEIPZIG
DRUCK UND VERLAG VON B. G. TEUBNER
1906

ALLE RECHTE, EINSCHLIESSLICH DES ÜBERSETZUNGSRECHTS, VORBEHALTEN.

Vorwort des Autors zur englischen Ausgabe.

Ich habe in diesem Werke beabsichtigt, die Ansicht zu entwickeln, daß die Leitung der Elektrizität durch Gase durch die Anwesenheit kleiner Teilchen verursacht ist, welche, mit Elektrizität beladen, als Ionen bezeichnet werden, und sich unter dem Einfluß des elektrischen Feldes nach verschiedenen Seiten bewegen. Ich wollte zeigen, daß sich die verschiedenen Erscheinungen, die man beobachtet, wenn Elektrizität durch Gase hindurchgeht, durch diese Annahme zusammenfassen lassen; weit mehr hierauf war mein Streben gerichtet, als etwa darauf, eine vollständige Darstellung der sehr verschiedenen Untersuchungen zu geben, welche über die elektrischen Eigenschaften der Gase angestellt sind; ich habe mich deshalb größtenteils auf die Phänomene beschränkt, welche Resultate ergeben, die hinreichend präzisiert sind, um als Prüfstein dieser Theorie dienen zu können.

Das Buch enthält in der Hauptsache den Stoff von Vorlesungen, die ich im Cavendish Laboratorium gehalten habe, wo ein groß' Teil Aufmerksamkeit diesem Gegenstand entgegengebracht wird, wo eine bedeutende Zahl Physiker daran arbeiten.

Das Studium der elektrischen Eigenschaften der Gase scheint sich als das aussichtsreichste zur Erforschung der Natur der Elektrizität und der Konstitution der Materie zu entfalten. Dank der kinetischen Gastheorie ist unsere Auffassung von den nicht elektrischen Vorgängen, die sich im Gase abspielen, eine viel lebhaftere und bestimmtere, als sie es für Flüssigkeiten oder für feste Körper ist; infolgedessen ist dieser Teil der Physik sehr schnell vorwärts gekommen, und ich denke, wir sind heute bereits so weit, daß man wohl sagen kann, daß unsere Kenntnis von den Prozessen, welche sich abspielen, und unsere Einsicht, wie sie sich abspielen, wenn Elektrizität durch ein Gas hindurchgeht, größer ist, als sie es in dem Falle ist, in dem Elektrizität durch feste Körper oder durch Flüssigkeiten hindurchgeht. Der Besitz einer Ionenladung vergrößert so sehr die Leichtigkeit, mit welcher man den Ionen nachspüren und ihre Eigenschaften studieren kann, daß wir, wie der Leser sehen wird, weit mehr von einem Ion wissen als von einem ungeladenen Molekül.

Mit der Entdeckung der Kathodenstrahlen, der Röntgenstrahlen und der Radioaktivität hat eine neue Ära in der Physik begonnen, an welcher die elektrischen Eigenschaften der Gase einen außerordentlich wichtigen Anteil gehabt haben und ferner haben werden. Die Tragweite dieser Entdeckungen auf das Problem der Konstitution der Materie und das der Natur der Elektrizität ergibt sich aus der engen Verknüpfung dieser Probleme mit der Vorstellung, die wir von den Prozessen haben, die sich beim Durchgang der Elektrizität durch Gase abspielen. Ich habe versucht zu zeigen, daß die Ansichten, die in diesem Werke vertreten sind, durch unmittelbare Anschauung weitgehend gestützt sind, und daß sie eine direkte und einfache Erklärung der elektrischen Eigenschaften der Gase mit sich bringen.

Meine anderweitigen Verpflichtungen haben es verursacht, daß dieses Buch eine beträchtliche Zeit unter der Presse verbringen mußte und verschiedene wichtige Untersuchungen, welche sich auf den Gegenstand beziehen, konnten deshalb nicht mehr einbegriffen werden. Einen kurzen Bericht über sie habe ich in einigen Ergänzungsnoten gegeben.

Herrn C. T. R. Wilson F. R. S. bin ich für seine Mitwirkung, die er mir beim Lesen der Korrektur hat zuteil werden lassen, Herrn Hayles vom Cavendish Laboratorium für die Herrichtung der Zeichnungen zu Dank verpflichtet.

Cavendish Laboratorium, Cambridge,
August 1903.

J. J. Thomson.

Vorwort zur deutschen Ausgabe.

Ich habe versucht, die Übersetzung der „Conduction of Electricity through Gases“ so auszuführen, daß der Grundcharakter J. J. Thomsonscher Schreibweise gewahrt bleibt: Nicht nur der Inhalt, auch der Ausdruck zielt dahin, die räumliche Anschauung des Geschilderten zu ermöglichen.

Die stets auf den Mechanismus des physikalischen Vorgangs gerichtete Fragestellung erhellte hier das Dunkel, das über dem Gebiete der Gasentladung trotz 40jähriger Erforschung lag. J. J. Thomsons Entdeckung der Elektronen im Kathodenstrahl, die Durchforschung des Elektrizitätsdurchgangs in Gasen von höherem Druck mit Methoden, die allein der Einführung des mechanischen Bildes der Ionenhypothese zu danken sind, schließlich die außerordentlich fruchtbare J. J. Thomson-Townsendsche Hypothese der Ionisation durch Stoß, brachte über dieses Spezialgebiet eine Aufklärung, die sich von hier aus über das ganze Gebiet physikalischer Forschung ausbreitete. Die kinetische Theorie der Ionen hat den Einblick in die Einheitlichkeit der Naturkräfte, in den Zusammenhang von Äther und Materie mächtig gefördert; sie hat einen Fortschritt naturwissenschaftlicher Erkenntnis, wie ihn kaum je ein Dezennium der Forschung zu verzeichnen hatte, zu der Zeit gezeitigt, in der die energetische Richtung der Naturphilosophie den erkenntnistheoretischen Wert der bewährten, gaskinetischen Vorstellungen negierte.

Die deutsche Ausgabe enthält verschiedentlich Ergänzungen gegenüber der englischen. Sie bezwecken, den Fortschritten der Wissenschaft in den $2^1/_2$ Jahren seit Erscheinen des Werkes in gewissen Grenzen gerecht zu werden. Maßgebend für die Auswahl derselben blieben auch bei der deutschen Ausgabe die einleitenden Worte J. J. Thomsons: „. . . I have therefore confined myself for the most part to those phenomena which furnish results sufficiently precise to serve as a test of the truth of this (Ionen-) theory. . . .“ — Diese Ergänzungen sind, soweit sie größeren Umfang haben, um die Paragraphenfolge der englischen Ausgabe beizubehalten, sie aber als Neueinschaltungen zu kennzeichnen, mit Buchstaben neben den Paragraphen-

zahlen versehen; sie tragen sämtlich den Charakter des Referates, sind deshalb so geschrieben, daß sie mit Begriffen operieren, die dem Fachmann geläufig sind, demjenigen aber, der das Werk als Lehrbuch benutzt, zum Teil erst in späteren Kapiteln erklärt werden. Anders konnte die Einschaltung, bei Vermeidung einer beträchtlichen Erweiterung des Umfanges des Werkes, nicht geschehen, wollte man nicht einer Anfügung als Nachtrag, die wegen der hiermit verbundenen Unübersichtlichkeit unterblieben ist, den Vorzug geben.

Von ausführlicheren Ergänzungen verdanke ich im Kap. 13, 15, 17 einige, als solche gekennzeichnete, dem Präsidenten d. R. Herrn Prof. Dr. Warburg.

Durch die Anordnung von Satz und Figuren wurde es möglich, daß trotz der Neueinfügung von über 50 Druckseiten, also etwa $^1/_{10}$ der englischen Ausgabe, Volumen und Preis der deutschen Ausgabe sich gegenüber der englischen kaum erhöht haben. — Ein ausführlicheres Referat des Originals konnte fortgelassen werden: Blondlots Versuch der Geschwindigkeitsmessung der Röntgenstrahlen; an seine Stelle ist ein Bericht über den entsprechenden Versuch des Herausgebers getreten.

Eine äußerliche Neuerung der deutschen Ausgabe sind die Marginalien, die, in großer Zahl angebracht, ein fast vollständiges Gerippe des geistigen Inhaltes des Werkes darstellen. Die Klarheit des ganzen Aufbaues des Thomsonschen Werkes tritt hier aufs prägnanteste zutage. Meine Absicht war es, durch diese Marginalien dazu beizutragen, daß das Thomsonsche Werk nicht nur dem Lehrer und Jünger der Physik ein zur schnellen Orientierung unübertroffenes Handbuch werde, sondern auch dem Forscher in den Nachbargebieten, der für seine Zwecke die Erscheinungen der Radioaktivität, der Kathoden- und Röntgenstrahlen verwertet, die Benutzung des hervorragendsten Fachwerkes zu erleichtern.

Beim Lesen der Korrektur wurde ich in dankenswerter Weise von Herrn Dr. Gorke unterstützt.

Leipzig, Januar 1906.

Erich Marx.

Inhaltsverzeichnis.

		Seite
1.	Elektrische Leitfähigkeit der Gase im Normalzustande	1
2.	Eigenschaften eines Gases im leitenden Zustande	10
3.	Mathematische Theorie der Leitung der Elektrizität durch ein Gas, welches Ionen enthält	65
4.	Der durch ein magnetisches Feld auf die Bewegung der Ionen hervorgerufene Effekt	79
5.	Bestimmung des Verhältnisses von Ladung zur Masse eines Ions	91
6.	Bestimmung der Ladung, die von einem negativen Ion getragen wird	121
7.	Über einige physikalische Eigentümlichkeiten der Gasionen	133
8.	Ionisation durch glühende Körper	154
9.	Ionisation in Flammengasen	194
10.	Ionisation durch Licht. Der photoelektrische Effekt	218
11.	Ionisation durch Röntgenstrahlen	253
12.	Becquerelstrahlen	283
13.	Funkenentladung	367
14.	Der elektrische Bogen	437
15.	Entladung durch Gase bei niederem Druck	451
16.	Theorie der Entladung durch Vakuumröhren	496
17.	Kathodenstrahlen	509
18.	Röntgenstrahlen	539
19.	Eigenschaften bewegter elektrischer Körper	550
	Index	571

Erstes Kapitel.

Elektrische Leitfähigkeit eines Gases im normalen Zustande.

Wechsel der Anschauungen über die Ursache der Leitfähigkeit.

1. Im normalen Zustande leitet ein Gas die Elektrizität in geringem, und zwar in sehr geringem Grade, unabhängig von der Größe der auf das Gas wirkenden elektrischen Kraft. Die Leitfähigkeit eines Gases in normalem Zustande ist so gering, und es ist so schwierig, Nebenwirkungen zu eliminieren, daß unter den Physikern verschiedentlich Meinungsänderungen stattfanden über die Ursache des Elektrizitätsverlustes, der zweifellos eintritt, wenn ein geladener Körper von einem Gase umgeben ist. Man war zunächst der Meinung, daß dieser Elektrizitätsverlust durch das Gas selbst stattfände, später wurde er, als das Resultat weiterer Experimente, einer unvollkommenen Isolation der Träger oder Fäden zugeschoben, welche dazu dienten, den Körper zu halten, und dann auch etwaigem im Gase vorhandenem Staube; erst ganz neuerdings ist gezeigt worden, daß ein wirklicher Verlust durch das Gas hindurch stattfindet, der nicht dem Staub oder der Feuchtigkeit des Gases oder unvollkommener Isolation zugeschrieben werden kann.

Der Elektrizitätsverlust ist nicht durch Isolationsfehler verursacht.

2. Der Elektrizitätsverlust eines isolierten, geladenen Körpers hat die Aufmerksamkeit vieler Physiker auf sich gezogen. Coulomb[1]), dessen Experimente im Jahre 1785 veröffentlicht wurden, kam auf Grund seiner Untersuchungen über den Elektrizitätsverlust eines geladenen Körpers, der an isolierten Fäden aufgehängt war, zu dem Schlusse, daß nach Abzug des Elektrizitätsverlustes, der durch die Fäden verursacht war, ein Rest blieb, welcher einem Elektrizitätsverlust durch die Luft hindurch zugeschrieben werden mußte. Er erklärte diesen Elektrizitätsverlust durch die Annahme, daß die Moleküle der Luft, wenn sie in Kontakt mit dem geladenen Körper kämen, eine elektrische Ladung von gleichem Vorzeichen mit der des Körpers annähmen, dann von ihm abgestoßen würden, und so etwas von seiner Ladung forttrügen. Wir werden später sehen, daß diese Erklärungsweise nicht haltbar ist.

1) Coulomb, Mémoires de l'Académie des Sciences 1785 p. 612.

Matteucci[1]), der über den gleichen Gegenstand im Jahre 1850 Experimente anstellte, kam ebenfalls zu dem Schlusse, daß ein Elektrizitätsverlust durch das Gas hindurch stattfände; er war der erste, der den Beweis erbrachte, daß der Grad des Verlustes, der stattfindet, geringer bei niederem als bei hohem Drucke ist. Er fand auch, daß die Größe des Verlustes in Luft, Kohlensäure oder Wasserstoff die gleiche war. Andererseits fand Warburg[2]), daß der prozentuelle Verlust durch Wasserstoff nur halb so groß als der durch Luft und Kohlensäure war, und er bestätigte Matteucci in bezug auf die Gleichheit des Verlustes in den beiden anderen Gasen; auch konnte er keinen Unterschied des Elektrizitätsverlustes in trockener und feuchter Luft feststellen, und ferner bestätigte er Matteuccis Beobachtungen über den Einfluß des Druckes auf die Größe des Verlustes. Warburg schien der Ansicht zuzuneigen, daß der Elektrizitätsverlust dem Staub im Gase zuzuschreiben wäre. Diese Ansicht, nach welcher der Staub der Träger der Elektrizität sei, wurde durch ein Experiment von Hittorf[3]) wesentlich gestützt. Ein kleines, sorgfältig isoliertes Goldblattelektroskop wurde in einen Glasbehälter gesetzt und mit Gas gefüllt; das Elektroskop hielt seine Ladung selbst über einen Zeitraum von vier Tagen. Heute wissen wir aus neueren Experimenten, daß die Kleinheit des Elektrizitätsverlustes, der in diesem Falle beobachtet wurde, durch die geringe Größe des Gefäßes verursacht war, in welches der elektrische Körper hineingebracht wurde, jedenfalls mehr hierdurch als durch die Abwesenheit von Staub.

Weitere Experimente über diesen Gegenstand wurden von Nahrwold[4]) und von Narr[5]) angestellt; sie zeigten, daß der Elektrizitätsverlust einer geladenen Hohlkugel nicht vergrößert wurde, wenn die Temperatur der Kugel durch Auffüllen mit heißem Wasser gesteigert wurde. Boys[6]) machte ein Experiment, welches sehr klar zeigte, daß, worin auch immer der Grund des Elektrizitätsverlustes zu finden sei, er sicher nicht vollständig Isolationsfehlern in der Aufhängung zugeschrieben werden könnte; bei diesem Experimente befestigte er die Goldblättchen eines Elektroskopes zuerst an einem kurzen, dicken Quarzfaden und dann an einem langen, dünnen, und fand, daß der Grad des Elektrizitätsverlustes der Goldblättchen in beiden Fällen der gleiche war; wenn der Verlust längs der Aufhängung stattgefunden

1) Matteucci, Annales de Chimie et de Physique 28, p. 390, 1850.
2) Warburg, Pogg. Ann. 64, p. 578, 1872.
3) Hittorf, Wied. Ann. 7, p. 595, 1879.
4) Nahrwold, Wied. Ann. 5, p. 460, 1878; 31, p. 448, 1887.
5) Narr, Wied. Ann. 5, p. 145, 1878; 8, p. 266, 1879; 11, p. 155, 1880; 16, p. 558, 1882; 22, p. 550, 1884; 44, p. 133, 1892.
6) Boys, Phil. Mag. 28, p. 14, 1889.

hätte, wäre er im ersten Falle viel größer als im zweiten gewesen. Boys bestätigte auch Warburgs Beobachtungen, daß der Elektrizitätsverlust in trockener und in feuchter Luft gleich ist.

Elektrizitätsverlust in freier Luft.

3. Das Problem der elektrischen Leitfähigkeit der Gase ist offenbar von besonderer Wichtigkeit für die Meteorologie und die Kenntnis der atmosphärischen Elektrizität. Experimente, die speziell unter diesem Gesichtspunkte stattfanden, wurden von Linß[1]) angestellt. Es wurde das Entweichen der Elektrizität von geladenen Körpern, die in freie Luft gebracht wurden, untersucht, wobei sich ein beträchtlicher Verlust an Ladung ergab, der, wie Kontrollexperimente erwiesen, nicht durch die Aufhängevorrichtung des geladenen Körpers hervorgebracht war.

Eine ausgedehnte Serie von Messungen in freier Luft wurde ferner von Elster und Geitel[2]) an sehr verschiedenen Orten und bei verschiedenstem Wetter angestellt. Sie fanden, daß der Elektrizitätsverlust weitgehend mit der Zeit und mit dem Orte variierte, daß er viel geringer im Nebel oder Dunst war, als wenn das Wetter ganz klar war, daß er größer in größeren Höhen als in niederen war, und daß auf den Bergspitzen der Verlust an negativer Elektrizität wesentlich größer war als der an positiver. Dies ist zweifellos durch die negative Ladung der Erdoberfläche verursacht, indem eine Bergspitze sich analog wie die Spitze eines Konduktors verhält und demnach einen Ort darstellt, wo die elektrische Kraft der Erde viel größer als in der Ebene ist. In der Ebene fanden sie den Elektrizitätsverlust für plus und minus gleich. Diese Resultate sind das Ergebnis der Beobachtungen, die in Tabelle I und II wiedergegeben sind. Tabelle I gibt die Resultate von Experimenten, die in Wolfenbüttel zu verschiedener Zeit angestellt wurden. Tabelle II enthält Beobachtungen an verschiedenen Plätzen.

Tabelle I.

Wetter	Elektrizitätsverlust für + Ladung	Elektrizitätsverlust für − Ladung
Nebel, Wind S. O.	2,77	2,64
Klare, sehr durchsichtige Luft	8,58	9,82
Feiner Regen, Nebel	3,18	3,02
Halb bedeckter Himmel, sehr durchsichtige Luft	13,67	13,83

1) Linß, Meteor. Zeitschr. 4, p. 352, 1887. Elektrot. Zeitschr. 1, 11, p. 506, 1890.

2) Elster u. Geitel, Ann. d. Phys. 2, p. 425, 1900.

Tabelle II.

Ort und Höhe	Wetter	Elektrizitäts-verlust für + Ladungen	Elektrizitäts-verlust für — Ladungen
Brocken ..... 1140 m	Sonnenschein, neblig ..	6,67	10,28
Weißbad ..... 800 m	Sonnenschein, klare Luft	9,66	9,52
Säntisgipfel..... 2500 m	Sonnenschein, sehr klare Luft.....	8,95	35,04
Gornergrat ..... 3140 m	Sonnenschein, sehr klare Luft.....	3,28	31,26
Zermatt (Wallis) 1620 m	Sonnenschein.....	21,02	20,78
Wolfenbüttel.... 80 m	Keine Wolken, Luft klar	8,45	9,20

Methoden der Untersuchung der Luftelektrizität.

4. Weitere Experimente über den Elektrizitätsverlust eines geladenen Körpers, welcher in ein geschlossenes, mit Luft gefülltes Gefäß gebracht wird, wurden fast gleichzeitig von Geitel[1]) und von Wilson[2]) angestellt. Der von Wilson zu diesem Zwecke benutzte Apparat ist in Figur 1 wiedergegeben.

Da die Elektrizitätsmenge, welche von einem geladenen Körper entweicht, sehr gering ist, so muß die Kapazität des Meßinstrumentes sehr klein sein; es ist deshalb ratsamer, ein kleines Goldblattelektroskop als ein Quadrantenelektrometer zu verwenden. Um einem Verlust durch die Aufhängung vorzubeugen, welcher ja die Experimente fälschen würde, wird der Messingstreifen, welcher die Goldblättchen trägt, an einen Metallstab A mit Hilfe eines isolierenden Stückes Schwefel B befestigt. A selbst ist durch ein Stück Phosphor von dem Gefäße, in welchem das Gas, das geprüft werden soll, enthalten ist, isoliert. A wird mit einem Kondensator C verbunden, der aus parallelen, in einen Schwefelblock eingebetteten Metallplatten besteht. Der Messingstreifen und die Goldblätter sind anfänglich auf das gleiche Potential geladen wie der Draht, indem momentaner Kontakt zwischen Draht und Streifen hervorgerufen wird. Der Stab A,

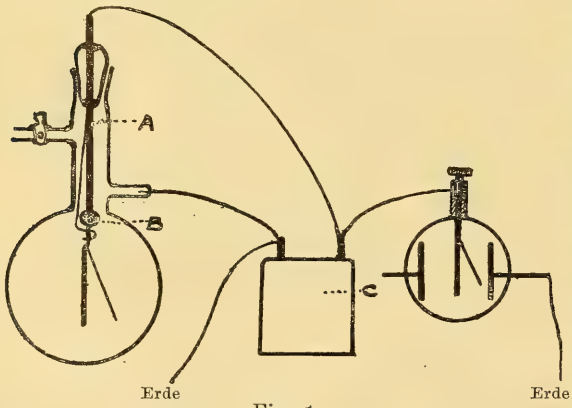


Fig. 1.

1) Geitel, Phys. Zeitschr. 2, p. 116, 1900.
2) C. T. R. Wilson, Comb. Phil. Soc. 11, p. 32, 1900. Proc. Roy. Soc. 68, p. 151.

der mit einer großen Kapazität verbunden ist, behält nahezu konstantes Potential, so daß, wenn etwa Elektrizitätsverlust längs des Schwefels, der den Messingstreifen und die Goldblätter trägt, stattfinden sollte, der Metallstab dahin wirkt, die Goldblättchen geladen zu halten und nicht zu entladen. Die Lage der Goldblättchen wird mit Hilfe eines Mikroskopes, welches mit einem Okularmikrometer ausgerüstet ist, abgelesen. Der Messingstreifen und die Goldblättchen werden geladen, und der Grad, um den sie sich längs der Mikrometerskala bewegen, liefert ein Maß für den Elektrizitätsverlust durch das Gas hindurch. Folgende Resultate wurden durch Geitel[1]) und durch Wilson[2]) erhalten: Der Elektrizitätsverlust in einem geschlossenen Gefäß ist viel kleiner als in einem offenen, und ist um so größer, je größer das Gefäß ist. Der Grad des Elektrizitätsverlustes wächst nicht proportional mit der Potentialdifferenz zwischen den Goldblättchen und den Wänden des Gefäßes; der Elektrizitätsverlust erreicht bald eine Grenze, über welche hinaus er nicht mehr ansteigt, wie hoch auch die Potentialdifferenz gesteigert wird (vorausgesetzt, daß sie nicht groß genug ist, um Bogenentladungen hervorzurufen).

Die Abhängigkeit des Elektrizitätsverlustes von der Gefäßgröße, dem Druck, der Beleuchtung etc.

Aus Wilsons Experimenten folgt, daß in staubfreier Luft von atmosphärischem Druck die maximale Elektrizitätsmenge, die in einer Sekunde von einem geladenen Körper in einem geschlossenen Raume, dessen Volumen V Kubikzentimeter beträgt, entweichen kann, ungefähr $10^{-8}.V$ elektrische Einheiten beträgt. Rutherford und Allen[1]), welche in Montreal arbeiteten, erhielten Resultate, die in enger Übereinstimmung mit diesen hier sind.

Als das Resultat einer Reihe von Experimenten, die Wilson bei einem Druck von 43 bis 743 Millimeter Quecksilber anstellte, ergab sich, daß die Größe des Elektrizitätsverlustes sehr nahe proportional dem Druck ist, so daß bei niederen Drucken der Elektrizitätsverlust außerordentlich klein ist: dieses Resultat wird sehr augenfällig durch die Beobachtung von Crookes[2]) illustriert, daß ein paar Goldblättchen eine elektrische Ladung monatelang in einem sehr hohen Vakuum halten können. Der Elektrizitätsverlust ist nahezu der gleiche im Dunkeln wie im Hellen, er ist demnach nicht dem Licht zuzuschreiben, und der Umstand, daß er durch eine unsichtbare Strahlengattung hervorgerufen sein könnte, ist durch die Beobachtung von Wilson als unwahrscheinlich erwiesen, wonach der Elektrizitätsverlust in einem geschlossenen Gefäße der gleiche ist, wenn das Gefäß innerhalb eines Eisenbahntunnels oder wenn es außerhalb desselben ist; im ersteren Fall hätte die Strahlung, welche das Gas von außen her erreichte, durch viele Fuß dickes Felsgestein dringen müssen. Wilson

1) Rutherford u. Allen, Phys. Zeitschr. 3, p. 225, 1902.
2) Crookes, Proc. Roy. Soc. 28, p. 347, 1879.

hat kürzlich die Maximalwerte des Elektrizitätsverlustes in verschiedenen Gasen untersucht und hierbei folgende Resultate erhalten:

Relative Größe des Elektrizitätsverlustes.

Gas	Relativer Verlust	Relativer Verlust / Spezifisches Gewicht
Luft	1,00	1,00
H_2	0,184	2,7
CO_2	1,69	1,10
SO_2	2,64	1,21
$CHCl_3$	4,7	1,09

Der anfängliche Anstieg des Elektrizitätsverlustes ist nicht durch Staub oder Nebel verursacht.

5. Geitel (loc. cit.) machte die sehr interessante Beobachtung, daß der Elektrizitätsverlust in einem geschlossenen Gefäße nach Auffüllung desselben mit frischer Luft einige Tage lang wächst, bis er einen konstanten Wert erreicht, den er unverändert beibehält. Die einleuchtendste Deutung dieses Resultates ist zunächst die gewesen, daß es durch Ansetzen von Staub verursacht ist, da, wie Elster und Geitel (loc. cit.) gezeigt haben, die Gegenwart von Rauch, Staub oder Nebel den Elektrizitätsverlust vermindert. Diese Deutung ist jedoch durch einige spätere Experimente[1]), die von denselben Physikern angestellt wurden, zweifelhaft geworden; sie fanden nämlich, daß die Zeit, welche für ein Gas, um das Maximum seiner Leitfähigkeit zu erreichen, erforderlich ist, nicht wesentlich dadurch verringert wurde, daß man den Staub von der Luft abfiltrierte, indem man sie durch Wasser hindurchschickte, oder indem man die Feuchtigkeit des Gases entfernte: es folgt daraus, daß, wenn der Anstieg des Elektrizitätsverlustes wirklich durch das Absetzen irgendwelcher Fremdkörper im Gase verursacht wäre, diese derart sind, daß sie bei Filtrierung des Gases durch Wasser oder mittels Glaswollstopfen nicht beseitigt werden können. Wir werden später, wenn wir die Entelektrisierung eines Gases studieren, finden, daß es Fälle gibt, in denen fremde Körper, die im Gase vorhanden sind, nicht durch solche Filtration entfernt werden, auch zeigt der Fall der Entladung der negativen Elektrizität von einer Spitze (vide infra), daß unter gewissen Umständen die Hinzumischung einer sehr geringen Menge eines fremden Stoffes zu einem Gase eine große Veränderung in bezug auf den Elektrizitätsverlust durch dasselbe hervorruft.

Weitere Untersuchungen in freier Luft.

6. Eine andere Seite dieses Phänomens ist die sehr interessante, von Elster und Geitel[1]) entdeckte Tatsache, daß der Elektrizitätsverlust in Kellern und Höhlen, in denen die Luft sich nicht bewegen kann und nur allmählich erneuert wird, sehr viel größer ist, als in

1) Elster u. Geitel, Phys. Zeitschr. 2, p. 560, 1901.

offener Luft: so fanden sie bei einigen Experimenten, die sie in einer Höhle machten — es war die Baumannshöhle im Harz —, daß die Elektrizität in der Höhle siebenmal schneller als in der Luft außerhalb derselben entwich, selbst dann, wenn die Luft klar und frei von Nebel war. Sie fanden ferner, daß in einem Keller, dessen Fenster acht Tage lang geschlossen waren, der Elektrizitätsverlust bedeutend größer als in der Luft außerhalb war. Diese Experimente lassen vermuten, daß das Gas, welches eine abnormal große Leitfähigkeit hat, nur langsam von den Wänden, welche das Gas umgeben, diffundiert, daß diese Diffusion so langsam vor sich geht, daß, bei Einführung frischen Gases, eine ganz bedeutende Zeit verstreicht, bis das Gas von den Wänden wiederum durch das Volumen hindurch diffundiert. Der Leser möge mit dieser Erscheinung die Resultate vergleichen, die in dem Kapitel über induzierte Radioaktivität beschrieben sind.

Abhängigkeit der Leitfähigkeit der Luft vom Material der Gefäßwände.

6 a. Experimente, die von McClennan[1]), Rutherford und Cooke[2]) und von Strutt[3]) gemacht sind, haben gezeigt, daß der Elektrizitätsverlust durch Luft in einem geschlossenen Gefäß vom Material abhängig ist, aus dem die Wände des Gefäßes gemacht sind; die Variationen bei verschiedenen Substanzen sind sehr beträchtlich; so fand Strutt, daß wenn z. B. Platin Gefäßwand war, der Strom dreimal so groß war, als wenn die Wände des Gefäßes aus Glas waren. Dies zeigt, daß ein Teil der Ionisation der Strahlung zukommt, die von den Wänden ausgeht. Der gleiche Schluß wurde vorher schon von Patterson[4]) gezogen, als das Resultat seiner Experimente über die Variation des Stromes in großen Gefäßen in Abhängigkeit vom Druck; er fand, daß, von atmosphärischem Druck ausgehend, die erste Verringerung des Druckes wenig oder keinen Einfluß auf den Elektrizitätsverlust hatte, erst wenn der Druck beträchtlich reduziert wurde, trat bei Verringerung des Druckes eine, dem Drucke proportionale Verringerung des Elektrizitätsverlustes ein; dies ist aber genau das Verhalten in dem Falle, daß die Ionisation einer leicht absorbierbaren Strahlung zukommt, die von den Wänden des Gefäßes ausgeht, und bei hohen Drucken absorbiert wird, bevor sie die entgegengesetzten Seiten des Gefäßes erreicht; denn in dem Falle, daß der Druck hoch genug ist, um alle Strahlen zu absorbieren, bevor sie durch das Gefäß hin fortschreiten, ist die Zahl der Ionen, die erzeugt wird, und demnach der Sättigungsstrom (c. f. p. 14) unabhängig vom Druck; wenn jedoch der Druck so gering wird, daß die Strahlen, die von den Wänden abgegeben werden, im stande sind, das Gefäß zu durchsetzen, ohne absorbiert zu werden, so wird eine Verringe-

1) McClennan, Amer. Phys. Soc., Dez. 1902.
2) Rutherford u. Cooke, ibid.
3) Strutt, Nature, Febr. 1903.
4) Patterson, Proc. Camb. Phil. Soc. XII, p. 44.

rung des Druckes die Ionisation, und demnach den Sättigungsstrom verringern. Strutt (loc. cit.) hat ähnliche Einflüsse beobachtet.

Art der Strahlung von den Gefäßwänden.

Ein Teil der Ionisation in einem geschlossenen Gefäße scheint einer sehr durchdringenden Strahlung zuzuschreiben zu sein, die die Wände des Gefäßes durchsetzt, denn McClennan (loc. cit.) und Rutherford zeigten, daß, wenn das Gefäß durch eine Umhüllung aus Blei oder eine dünne Schicht Wasser geschützt wird, der Sättigungsstrom sich um etwa 20% reduziert. Wir wissen bisher noch nicht, ob die Ionisation, die dieser sehr durchdringenden Strahlung zuzuschreiben ist, wirklich dem Durchgang der Strahlung durch das Gas ihr Entstehen verdankt, oder ob sie von einer mehr absorbierbaren, sekundären Strahlung erzeugt wird, die dann erregt wird, wenn durch die Wände des Gefäßes die durchdringenden Strahlen hindurchgehen. Pattersons Experimente scheinen auf letzteres als das Wahrscheinlichere hinzudeuten. Diese durchdringenden Strahlen können möglichenfalls von einem Bestandteile der Atmosphäre kommen, welche induzierte Radioaktivität auf einem negativ elektrisierten Draht erzeugt (siehe Kap. XII). Rutherford zeigte, daß solche Drähte eine durchdringende Strahlung aussenden; die gleiche Substanz scheint der Ursprung der Radioaktivität, die C. T. R. Wilson in frisch gefallenem Regen beobachtet hat, da der Grad, um den dieselbe abfällt, etwa der gleiche ist, wie der bei einem negativ elektrisierten Draht. Die Substanz schlägt sich offenbar bei ihrem Fall durch die Luft auf den Tropfen nieder.

Erdluft.

6b. Elster und Geitel[1]) zeigten, daß Luft, die im Erdboden absorbiert ist, viel größere Leitfähigkeit als atmosphärische Luft besitzt. In Kap. XII ist gezeigt, daß Wasser aus tiefen Quellen ein radioaktives Gas enthält, das in seinen Eigenschaften sehr ähnlich der Emanation des Radiums ist. Die Diffusion dieses Gases aus dem Erdboden und aus dem Wasser in die Luft muß ihre Leitfähigkeit vergrößern; sie kann jedoch nicht die Leitfähigkeit eines Gases erklären, das in einem gut schließenden Gefäße abgesperrt wurde, da die Aktivität des Gases, die dem Wasser entnommen ist, auf die Hälfte des Wertes in wenigen Tagen abfällt. Wenn demnach das Gas ein oder zwei Wochen abgeschlossen ist, so würde diese Quelle der Radioaktivität versiegt sein, und wir müssen nach anderen Ursachen ausschauen, um die Leitfähigkeit eines Gases, das in dichten Gefäßen eingeschlossen ist, zu erklären; die Experimente, die oben beschrieben wurden, deuten an, daß die Ionisation, der Strahlung von den Wänden des Gefäßes und einer Strahlung von außerhalb, welche die Wände durchdringen, zuzuschreiben ist.

1) Elster u. Geitel, Phys. Z. III, p. 574.

Was die meteorologischen Beobachtungen über die Ionisation der Luft anlangt, so muß darauf hingewiesen werden, daß die Beobachtungen über den Grad des Entweichens der Elektrizität von einem elektrisierten Körper in der offenen Luft von geringem Werte sind, wenn der Strom nicht gesättigt ist, da der Elektrizitätsverlust von der Geschwindigkeit sowohl wie von der Zahl der Ionen abhängt. Wir können die Zahl der Ionen, die in der Luft vorhanden sind, wenn sie im Gleichgewichtszustande ist, dadurch bestimmen, daß wir sie schnell durch eine Röhre hindurchsaugen und den Sättigungsstrom zwischen einem axialen Draht und dem Rohre messen. Den Betrag, in dem sich die Ionen in freier Luft bilden, zu bestimmen, ist sehr schwierig, da wir, um den Strom gesättigt zu erhalten, die Luft in ein Gefäß einschließen müssen, wir aber alsdann eine zweite Ionisation, die durch die Wände des Gefäßes veranlaßt ist, hinzubekommen. Schwierigkeit meteorologischer Messungen.

Die Experimente, über die wir berichtet haben, zeigen, daß der Elektrizitätsverlust durch ein Gas im normalen Zustande von verschiedenen Umständen, so vom Druck und vom Volumen des im elektrischen Felde befindlichen Gases, dann vom Vorhandensein von Nebel oder im Gase suspendiertem Rauch beeinflußt ist. Alle diese Effekte erhalten eine einfache Deutung durch die Auffassung, zu welcher wir durch das Studium der Erscheinungen geführt werden, die wir durch weitere Messungen an Gasen, deren Leitfähigkeit durch künstliche Mittel gesteigert wird, erhalten, und wir werden auf den Elektrizitätsverlust durch normale Luft zurückkehren, nachdem wir die Leitfähigkeit von Gasen, die durch außergewöhnliche Mittel gesteigert worden ist, studiert haben. Wir wollen jedoch zuvörderst feststellen, daß das Anwachsen des Elektrizitätsverlustes mit der Größe des Gefäßes, welches den geladenen Körper enthält, zeigt, daß die Leitfähigkeit nicht, wie Coulomb meinte, durch Partikeln des Gases verursacht ist, die ursprünglich nicht geladen waren, dann aber, gegen den geladenen Körper stoßen, Ladung annehmen und sie so den Wänden des Gefäßes mitteilen; wenn die Elektrizität durch das Gasvolumen auf diese Weise entwiche, so würde der Elektrizitätsverlust nicht mit der Größe des Gefäßes wachsen. Unhaltbarkeit der Coulombschen Vorstellung.

Zweites Kapitel.

Eigenschaften der Gase im leitenden Zustande.

Künstlich gesteigerte Leitfähigkeit der Gase.

7. Die elektrische Leitfähigkeit eines Gases im normalen Zustande ist so gering, daß, wie wir schon gesehen haben, der Nachweis ihrer Existenz sehr sorgfältige und gewissenhafte Experimente erfordert. Gase können jedoch auf verschiedene Weise in einen Zustand versetzt werden, in welchem sie die Elektrizität mit so großer Leichtigkeit leiten, daß das Auffinden und die Untersuchung dieser Eigenschaft eine verhältnismäßig leichte Aufgabe wird; da das Studium der Eigenschaften eines Gases im leitenden Zustande von allerhöchster Wichtigkeit in Hinsicht auf die übrigen Phänomene der elektrischen Entladung durch Gase ist, so dürfte es nützlich sein, diesen Gegenstand etwas eingehender zu betrachten.

8. Es gibt verschiedene Wege, auf welchen Gase eine bedeutendere Leitfähigkeit erhalten oder, wie wir uns lieber ausdrücken wollen, in den leitenden Zustand versetzt werden können. So werden sie zeitweilig in diesen Zustand versetzt, wenn ihre Temperatur über einen gewissen Punkt steigt; oder wenn sie der Nachbarschaft von Flammen oder elektrischen Bögen entstammen; ferner wenn sie in Berührung mit glühendem Metall oder Kohle waren, oder durch Räume diffundierten, durch die eine elektrische Ladung gegangen ist. Ein Gas wird ferner in diesen leitenden Zustand versetzt, wenn Röntgen-, Lenard- oder Kathodenstrahlen es durchqueren; der gleiche Effekt wird durch Strahlen von Uranium, Thorium oder anderen radioaktiven Substanzen, durch Polonium, Radium, Actinium, die aus der Pechblende durch Curie, resp. Curie, Bémont und Debierne, erhalten sind, und auch, wie Lenard kürzlich gezeigt hat, durch eine sehr leicht absorbierbare Art von ultraviolettem Licht hervorgerufen. E. Wiedemann hat gezeigt, daß elektrische Bögen Strahlen aussenden, die von ihm Entladungsstrahlen genannt wurden, welche die gleiche Wirkung erzeugen. Luft, die über Phosphor gegangen ist, oder die durch Wasser hindurchperlte, ist ebenfalls in diesem Zustande und verbleibt in ihm für einige Tage nach Verlassen des Phosphors oder Wassers. Wir werden später die Wirkung jeder dieser wirkenden Kräfte ge-

sondert diskutieren, aber wir wollen mit dem Studium einiger allgemeiner Eigenschaften, die ein Gas besitzt, wenn es sich in diesem Zustande befindet, beginnen; es sollen die experimentellen Methoden, mit welchen diese Eigenschaften sich untersuchen lassen, und eine Theorie dieses Zustandes, durch welche sie sich erklären lassen, zunächst erörtert werden.

Beseitigung der Leitfähigkeit des Gases.

9. Ein Gas besitzt im leitenden Zustande Eigenschaften, die es hervorragend charakterisieren. Zunächst behält es seine Leitfähigkeit noch geringe Zeit, nachdem die wirkende Kraft, welche es zu einem Konduktor machte, aufgehört hat zu wirken; seine Leitfähigkeit verringert sich jedoch fortgesetzt, in einigen Fällen sehr schnell, nach Beseitigung des wirkenden Agens, und verschwindet schließlich; die Dauer der Leitfähigkeit kann sehr leicht durch Benutzung eines geladenen Elektroskopes untersucht werden, wenn dieses vor der direkten Wirkung der Röntgenstrahlen geschützt ist, indem das elektrische Feld des Elektroskopes von der Gegend, welche den Strahlen ausgesetzt ist, dadurch abgeschirmt ist, daß das Elektroskop mit einem Käfig, der aus Drahtgaze gemacht ist und sehr große Maschen hat, bedeckt wird; wenn die Luft in Ruhe ist, wird das Elektroskop selbst dann, wenn die Strahlen in Aktion sind, seine Ladung behalten, wenn wir aber etwas von der von den Strahlen durchsetzten Luft gegen das Elektroskop blasen, so wird das letztere seine Ladung dann zu verlieren anfangen, wenn die Luft, die den Röntgenstrahlen exponiert war, zu ihm gelangt. Eine etwas ausgearbeitetere Form dieses Experimentes, welches uns in den Stand setzt, einige andere interessante Eigentümlichkeiten des leitenden Gases zu untersuchen, ist die, das Elektroskop in ein Glasgefäß A hineinzusetzen, in welchem sich zwei Röhren befinden, von denen die eine zu einer Wasserpumpe führt, während die andere in dem von Röntgenstrahlen durchsetzten Bereiche mündet. Die Röhre, die zur Erzeugung der Strahlen benutzt wird, wird in einer Kiste angebracht, die mit Blei bedeckt ist, mit Ausnahme eines Fensters bei B, das die Strahlen hindurchläßt.

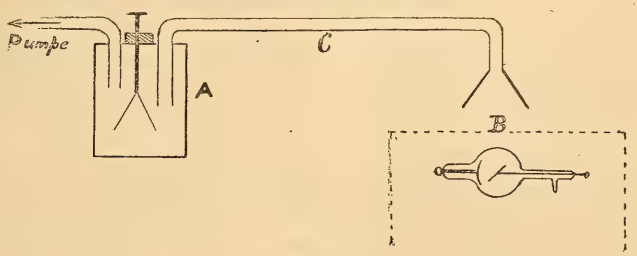


Fig. 2.

Das Elektroskop ist so vor der direkten Wirkung der Strahlen geschützt. Wenn die Wasserpumpe langsam arbeitet, so daß ein

langsamer Luftstrom von der Gegend, die von Röntgenstrahlen durchsetzt ist, in das Gefäß A hineinkommt, so wird das Elektroskop seine Ladung, ob sie nun positiv oder negativ ist, langsam verlieren; wenn die Pumpe angehalten wird und der Luftstrom aufhört, wird die Entladung des Elektroskopes auch aufhören.

Das leitende Gas verliert ferner seine Leitfähigkeit, wenn es durch einen Pfropfen von Glaswolle oder durch Wasser hindurchgesogen wird.[1]) Das kann leicht gezeigt werden, indem man in die Röhre B einen Pfropfen Glaswolle hineinsteckt oder ein Wasserfilter anbringt und die Pumpe etwas stärker gehen läßt, um den Luftstrom durch die Röhre gleich stark mit dem im vorigen Experimente zu machen. Es ergibt sich alsdann, daß das Elektroskop seine Ladung behält; die Leitfähigkeit ist demnach dem Gase entzogen worden, indem man es durch Glaswolle oder Wasser hindurchstreichen ließ. Dem Gase wird seine Leitfähigkeit sehr viel leichter entzogen, wenn es durch die verschiedenen Strahlenarten, wie durch Röntgenstrahlen, Lenardstrahlen oder Kathodenstrahlen leitend gemacht ist, als wenn seine Leitfähigkeit Flammengasen oder den Gasen von elektrischen Bögen entspringt, gerade in letzterem Falle ist, wie wir sehen werden, eine besonders starke Filtration erforderlich, um die Leitfähigkeit zu entfernen. Wenn wir die Röhre B durch eine metallene Röhre von enger Bohrung ersetzen, so finden wir, daß das Gas beim Durchgang durch dieselbe seine Leitfähigkeit verliert, und zwar um so schneller, je feiner die Bohrung ist. Ferner kann man die Leitfähigkeit eines Gases entfernen, indem man es ein starkes elektrisches Feld passieren läßt, so daß ein elektrischer Strom durch dasselbe hindurchgeht.[2]) Um dies zu zeigen, ersetzt man die Glasröhre C durch ein Metallrohr von ziemlich weitem Lumen und befestigt längs der Achse dieses Rohres einen isolierten Metalldraht; ist keine Potentialdifferenz zwischen dem Drahte und der Röhre vorhanden, dann wird das Elektroskop in A einen Elektrizitätsverlust anzeigen, wenn ein Luftstrom durch den Apparat hindurch gesaugt wird; wenn jedoch eine bedeutende Potentialdifferenz zwischen Draht und Röhre angelegt ist, so daß ein elektrischer Strom durch das Gas hindurchgeht, während es A passiert, so wird der Elektrizitätsverlust des Elektroskopes aufhören, woraus ersichtlich wird, daß die Leitfähigkeit des Gases durch das elektrische Feld entfernt ist.

Die Ionen im Gase.

10. Das Entfernen der Leitfähigkeit des Gases durch Filtrieren durch Glaswolle oder Wasser oder dadurch, daß man es durch schmale Metallröhren hindurchgehen läßt, zeigt, daß die Leitfähigkeit einer Beimengung des Gases zukommt, die aus dem Gase in dem einen

1) J. J. Thomson u. E. Rutherford, Phil. Mag. 42, p. 392, 1896.
2) J. J. Thomson u. E. Rutherford, Phil. Mag. 42, p. 392, 1896.

Fall durch Filtration, in dem anderen durch Diffusion an die Wände des Rohres entfernt wird. Weiter zeigt das Entfernen der Leitfähigkeit durch das elektrische Feld, daß dieses Etwas, das beigemengt ist, eine Ladung hat und sich unter dem Einfluß des elektrischen Feldes bewegen kann; da das Gas, wenn es im leitenden Zustande ist, als Ganzes keine elektrische Ladung besitzt, so müssen die entfernten Ladungen beiderlei Vorzeichen besitzen. Wir sind also zu dem Schlusse gekommen, daß die Leitfähigkeit des Gases durch Beimischung elektrischer Teilchen verursacht ist, von denen die einen positive, die anderen negative Ladungen haben. Wir wollen diese elektrischen Teile Ionen nennen, und den Prozeß, durch welchen ein Gas zu einem Leiter wird, Ionisation des Gases. Wir werden später zeigen, wie wir die Masse und die Ladung der Ionen bestimmen können, nachdem wir erwiesen haben, daß die Ionen im Gase nicht identisch mit denen sind, die uns bei der Elektrolyse von Lösungen begegnen.

Abhängigkeit der Stromstärke von der Potentialdifferenz.

11. Der Durchgang des elektrischen Stromes durch ein leitendes Gas gehorcht nur dem Ohmschen Gesetze, wenn die elektrische Kraft, welche auf das Gas einwirkt, klein ist. Wir wollen die Beziehung zwischen Strom und Potentialdifferenz untersuchen, indem wir zwei parallele Metallplatten A und B (Fig. 3) in das Gas hineinbringen, und dasselbe zwischen den Platten der Wirkung einer Ionisationsquelle, etwa Röntgenstrahlen oder der Strahlung einer radioaktiven Substanz, aussetzen.

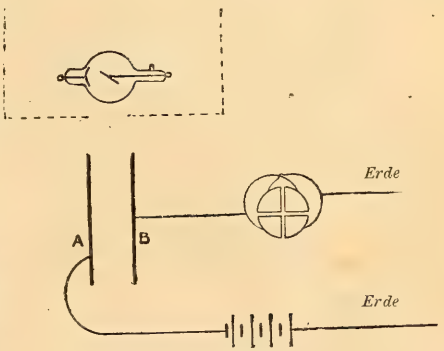


Fig. 3.

Eine der Platten A ist mit einem der Quadrantenpaare eines Elektrometers verbunden, das andere Quadrantenpaar ist an Erde gelegt. Die Platte B liegt an einem Pole einer Hochspannungsbatterie, der andere Pol der Batterie ist geerdet; anfänglich sind die beiden Quadrantenpaare des Elektrometers miteinander verbunden, dann wird die Verbindung zwischen den Quadranten gelöst, und da ein elektrischer Strom durch den Raum zwischen A und B hindurchfließt, so erhält die Platte B eine Ladung, und die Nadel des Elektrometers wird abgelenkt; der Grad der Ablenkung des Elektrometers mißt den Strom, der durch das Gas hindurchgeht. Indem man eine Reihe von Beobachtungen dieser Art anstellt, kann man sich eine Kurve herstellen, deren Ordinaten die Stromstärke im

Gase und deren Abszissen die Potentialdifferenz zwischen den Platten darstellen: eine solche Kurve stellt Figur 4[1]) dar.

Der Sättigungsstrom.

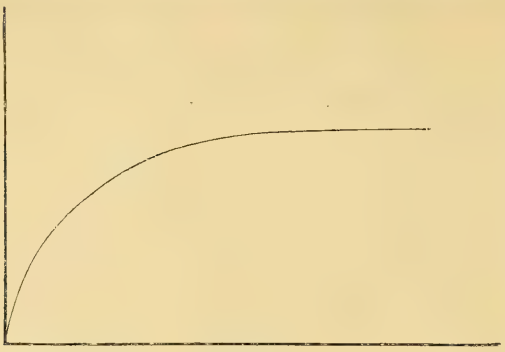


Fig. 4.

Wir sehen, daß, so lange die Potentialdifferenz klein ist, die Kurve eine gerade Linie ist; in diesem Zustande gehorcht die Leitfähigkeit dem Ohmschen Gesetze; der Strom beginnt jedoch bald langsamer zu wachsen als die Potentialdifferenz, und wir erreichen ein Stadium, wo kein merkbarer Anstieg des Stromes bei Steigerung der Potentialdifferenz mehr statthat; in diesem Stadium nennt man den Strom gesättigt. Wenn die Potentialdifferenz bis zu einem solchen Grade gesteigert wird, daß das elektrische Feld stark genug ist, das Gas zu ionisieren, so wird ein neues Stadium erreicht, in welchem der Strom sehr schnell mit der Potentialdifferenz ansteigt; Kurven, die diese Wirkung zeigen, sind von Schweidler[2]) und von Townsend[3]) erhalten worden, eine von diesen zeigt Figur 5.

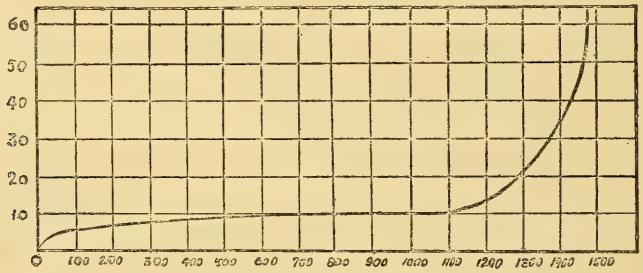


Fig. 5.

Der Potentialgradient, der erforderlich ist, dieses Stadium zu erreichen, hängt vom Druck des Gases ab und ist dem Druck direkt proportional; für Luft von atmosphärischem Druck ist sie ungefähr 30000 Volt per Zentimeter, so daß in Luft von einem Millimeter Druck ein Potentialgradient von ungefähr 40 Volt per Zentimeter hinreichend wäre, um dieses Stadium zu erreichen.

Wachsen des Stromes bei Plattenentfernung.

12. Der Sättigungsstrom zwischen zwei parallelen Platten von gegebenem Querschnitt hängt von dem Grade der Ionisation zwischen

1) J. J. Thomson, Nature, April 23, 1896.
2) von Schweidler, Wien. Ber. 108, p. 273, 1899.
3) J. S. Townsend, Phil. Mag. 6, 1, p. 198, 1901.

den Platten ab; wenn die Ionisation durch das ganze Volumen, das sich zwischen den Platten befindet, erfolgt, so ist der Sättigungsstrom um so größer, je größer die Entfernung der Platten ist, so daß, wenn wir eine konstante Potentialdifferenz anwenden, die groß genug ist, um eine Sättigung hervorzurufen, der Strom um so mehr wächst, je größer die Entfernung der Platten wird. Das Verhalten eines leitenden Gases ist also sehr verschieden von dem eines metallischen oder elektrolytischen Leiters, denn wenn solche Leiter an Stelle des Gases gesetzt werden, so wird der Strom um so kleiner werden, je größer die Entfernung zwischen den Platten wird. Bei sehr kleinen Potentialdifferenzen würden sich jedoch alle drei Klassen von Leitern gleichartig verhalten.

Theorie des Sättigungsstromes.

13. Die Eigentümlichkeiten, die wir bei der Leitfähigkeit der Gase kennen gelernt haben, lassen sich sehr leicht durch die Annahme erklären, daß die Leitung durch die Ionen erfolgt, die dem Gase beigemischt sind. Nehmen wir als Beispiel den Fall des Sättigungsstromes. Angenommen, die ionisierende Kraft zwischen den Platten erzeuge im Gase in einer Sekunde q positive und q negative Ionen, und es sei e die Größe der Ladung eines elektrischen Ions, so werden, wenn ein elektrischer Strom i zwischen den Platten fließt, i/e positive Ionen gegen die negative Elektrode, und ebensoviel negative Ionen gegen die positive Elektrode in einer Sekunde getrieben; demnach werden in jeder Sekunde i/e positive und negative Ionen aus dem Gase durch den Strom herausgebracht. Wenn das Gas im leitenden Zustande ist, so kann die Zahl der Ionen, die aus demselben in einer bestimmten Zeit herausgetrieben wird, nicht größer sein als die Zahl der in der gleichen Zeit erzeugten Ionen, so daß i/e nie größer werden kann als q und demnach i nicht größer als qe: qe ist demnach der Wert des Sättigungsstromes. Wenn die Ionen gleichförmig durch das Gas hindurch erzeugt werden, und wenn q_0 die Zahl der Ionen ist, die in einer Sekunde im Einheitsvolumen erzeugt werden, so ist, da das Volumen des Gases zwischen den Platten gleich Al ist, wo A der Querschnitt einer der beiden Platten und l die Entfernung der beiden Platten ist, q die Zahl der Ionen, die im Gase in einer Sekunde erzeugt werden, gleich $q_0 Al$; demnach ist der Sättigungsstrom gleich $q_0 Ale$ und demnach proportional der Entfernung der Platten. Diese Beziehung zwischen Sättigungsstrom und Plattenentfernung wurde durch Messung des Sättigungsstromes durch Gase, die Röntgenstrahlen exponiert waren, verifiziert.[1])

Analytische Formulierung der Theorie.

14. Selbst wenn kein elektrischer Strom durch das Gas fließt und die Ionen ganz oder teilweise entfernt, wächst die Zahl der Ionen, die im Gase vorhanden sind, nicht unbegrenzt mit der Zeit des Einwir-

1) J. J. Thomson u. E. Rutherford, Phil. Mag. 5, 42, p. 392, 1896.

kens der ionisierenden Kraft, sondern die Ionenzahl im Gase und demnach seine Leitfähigkeit erreicht nach einiger Zeit einen stationären Wert, über welchen hinaus keine weitere Steigerung eintritt, unabhängig von der Dauer der Einwirkung der ionisierenden Kraft. Dies ist durch die zwischen den positiven und negativen Ionen eintretenden Rekombinationen verursacht: die Ionen, die sich durch das Gas hindurch bewegen, kommen nämlich manchmal in Kollision mit anderen; bei einem bestimmten Bruchteile dieser Kollisionsfälle zwischen positiven und negativen Ionen werden die positiven und negativen Ionen zusammenbleiben und so ein elektrisch neutrales System bilden, dessen Bestandteile aufgehört haben, freie Ionen zu sein. So werden die Zusammenstöße etliche Ionen zum Verschwinden bringen, und der stationäre Zustand eines Gases, durch das kein elektrischer Strom geht, wird erreicht sein, wenn die Zahl der Ionen, die in einer Sekunde durch Rekombination verschwinden, gleich derjenigen ist, die in gleicher Zeit durch die ionisierende Kraft erzeugt werden. Von diesem Prinzip ausgehend, ist es sehr leicht, für den stationären Zustand des Gases die Beziehung festzustellen zwischen der Zahl freier Ionen, der Stärke der ionisierenden Kraft, der Menge, bis zu welcher die Ionenzahl, vom Beginn der Einwirkung der ionisierenden Kraft an, wächst, und dem Betrage, bis zu welchem sie abnimmt, wenn die ionisierende Kraft aufhört.

Es sei q die Zahl der Ionen (positive oder negative), die in einem Kubikzentimeter in einer Sekunde durch die ionisierende Kraft erzeugt werden; n_1, n_2 die Zahl der positiven und negativen Ionen, die sich im Kubikzentimeter des Gases befinden. Die Zahl der Zusammenstöße pro Sekunde, die zwischen den positiven und negativen Ionen stattfinden, ist proportional n_1 und n_2. Wenn ein bestimmter Bruchteil der Zusammenstöße in der Bildung eines neutralen Systems endet, so wird die Zahl der Ionen, welche pro Sekunde in einem Kubikzentimeter verschwindet, gleich sein $\alpha n_1 n_2$, wo α eine Größe ist, die unabhängig ist von n_1 und n_2; demnach haben wir

$$\left.\begin{aligned} \frac{dn_1}{dt} &= q - \alpha \cdot n_1 \cdot n_2 \\ \frac{dn_2}{dt} &= q - \alpha \cdot n_1 \cdot n_2 \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Da nun $n_1 - n_2$ konstant ist, so ist, wenn das Gas anfangs nicht geladen ist, n_1 stets gleich n_2. Indem wir $n_1 = n_2 = n$ setzen, wird die vorige Gleichung

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha \cdot n^2. \quad (2)$$

Die Lösung hiervon ist, wenn $k^2 = q/\alpha$ gesetzt wird,

$$n = k \, \frac{e^{2k \cdot \alpha \cdot t} - 1}{e^{2k \cdot \alpha \cdot t} + 1}. \quad (3)$$

n_0, der Wert von n, wenn das Gas im stationären Zustande ist, wird erhalten, indem man t in Gleichung (3) unendlich setzt, und ist gegeben durch

$$n_0 = k = \sqrt{\frac{q}{\alpha}}.$$

Aus Gleichung (3) ist ersichtlich, daß das Gas nicht eher in stationären Zustand kommen wird, bis t groß ist im Vergleich mit $1/2k\alpha$, also mit $1/2n_0\alpha$ oder mit $1/2\sqrt{q\alpha}$.

Wir wollen demnach $1/2\sqrt{q\alpha}$ als ein Maß ansehen für die Zeit, die das Gas gebraucht, um den Gleichgewichtszustand zu erreichen, wenn es der Einwirkung der ionisierenden Kraft ausgesetzt ist; da diese Zeit umgekehrt mit $\sqrt{q}$ variiert, so ist ersichtlich, daß, wenn die Ionisation schwach ist, es eine sehr beträchtliche Zeit dauern wird, bis das Gas diesen Gleichgewichtszustand erreicht.

So kommt es, daß in einiger Entfernung, sagen wir in einem Meter Entfernung, von einer gewöhnlichen Röntgenröhre es einer Exposition von einer oder zwei Minuten bedarf, um das Gas in stationären Zustand zu bringen.

Wir wollen Gleichung (2) verwenden, um den Grad der Abnahme der Ionenzahl zu bestimmen, wenn die ionisierende Kraft entfernt ist; indem wir q in dieser Gleichung $= 0$ setzen, erhalten wir

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha \cdot n^2, \tag{4}$$

demnach

$$n = \frac{n_0}{1 + n_0 \cdot \alpha \cdot t}, \tag{5}$$

wo n_0 der Wert von n für $t = 0$ ist. Demnach verringert sich die Zahl der Ionen um die Hälfte ihres Anfangswertes in einer Zeit von $1/n_0\alpha$. Wir wollen Gleichung (4) als den Ausdruck der Tatsache betrachten, daß ein freies Ion während einer Zeit, die im Mittel gleich $1/\alpha n$ ist, bestehen bleibt.

15. Gleichung (4) wurde durch Rutherford für Gase verifiziert, die Röntgen-[1]) und Uraniumstrahlen[2]) ausgesetzt waren, durch McClung[3]) für Gase, die Röntgenstrahlen ausgesetzt waren, und durch McClelland[4]) für den Fall, daß die Gase aus der Nachbarschaft von Flammen oder elektrischen Bögen kamen. Zwei Methoden wurden zu diesem Zwecke verwandt. Bei der einen Methode wird die Luft an einem Ende einer langen Röhre der Einwirkung der Strahlen aus- Zeitlicher Verlauf der Ionisation.

1) Rutherford, Phil. Mag. 5, 44, p. 422, 1897.
2) ibid. 5, 47, p. 109, 1899.
3) McClung, Phil. Mag. 6, 3, p. 283, 1902.
4) McClelland, Phil. Mag. 5, 46, p. 29, 1898.

gesetzt und langsam durch die Röhre gesogen, und es werden die Sättigungsströme an verschiedenen Teilen der Röhre gemessen. Diese Ströme sind proportional den Werten der n an den Stellen der Beobachtung, und wenn man die Geschwindigkeit der Luft und die Entfernung des Beobachtungsortes vom Ende der Röhre kennt, so kennt man auch die Zeit, die nach der Ionisation des Gases verflossen ist; wir können demnach die n ermitteln, die einer Reihe von t Werten entsprechen; die auf solche Weise von Rutherford gefundenen Werte stimmen gut mit denen aus Gleichung (5) ableitbaren überein. Diese Methode kann nur verwandt werden, wenn eine große Menge Gas disponibel ist. Eine andere Methode, die ebenfalls von Rutherford verwandt wurde, kann auch für Gase Anwendung finden, von denen nur geringe Mengen hergestellt werden können. Bei dieser Methode wird das Gas, das in einem Gefäße eingeschlossen ist, der Wirkung der ionisierenden Kraft, etwa Röntgenstrahlen, unterworfen. Innerhalb des Gefäßes sind zwei parallele Metallplatten A und B, zwischen welchen die Ionisation gemessen werden soll, angebracht (in einigen von Rutherford angestellten Experimenten wurde eine dieser Platten durch den Boden des Gefäßes, welches dadurch zu einem Konduktor gemacht war, daß man ihn mit Drahtgaze überzog, ersetzt). Eine dieser Platten A kann mit einem Elektrometer verbunden werden, die andere B mit einem Pole einer Hochspannungsbatterie, deren anderer Pol geerdet ist. Ein Pendelunterbrecher wird so angeordnet, daß ein schweres Pendel gegen einen Hebel stößt und auf diese Weise verschiedene Verbindungen herstellt oder löst. Während das Gefäß unter dem Einfluß der Röntgenstrahlen ist, sind A und B gleichzeitig miteinander und mit der Erde verbunden, dann wird A von der Erde und von dem Elektrometer gleichzeitig gelöst und bleibt isoliert, und B wird von der Erde gelöst; dann wird das Pendel losgelassen: wenn es niederfällt, unterbricht es zunächst den Strom, der durch die Primärspule eines Induktoriums hindurchgeht, das dazu verwendet wird, die Strahlen zu erregen, dadurch unterbricht es die Ionisation, und nach einem Intervalle t (das leicht variiert werden kann) schlägt es gegen einen zweiten Hebel, der die Wirkung hat, B mit dem Pole der Hochspannungsbatterie zu verbinden, und so ein elektrisches Feld zwischen den Platten A und B hervorzurufen: dieses Feld treibt, wenn B positiv geladen ist, in einem sehr geringen Bruchteile einer Sekunde alle positiven Ionen, welche zwischen A und B existieren, gegen A, so daß A eine positive Ladung empfängt, die proportional mit n ist; das Pendel schwingt dann weiter, löst die Verbindung B von der Batterie und verbindet B mit der Erde. Die Platte A wird nun mit dem Elektrometer verbunden, dessen Nadel proportional der Ladung der Platte A, also proportional mit n abgelenkt wird, indem man den Apparat so einstellt, daß man

die Zeit, welche zwischen dem Abbrechen der Strahlung und dem Verbinden von B mit der Batterie verstreicht, variieren kann, erhält man eine Reihe korrespondierender Werte von n und t; auf diese Weise wurde von Rutherford Übereinstimmung mit Gleichung (5) festgestellt. Die folgende Tabelle zeigt den Abfall der Ionisation, natürlich für einen speziellen Fall, da ja der Abfall von der Intensität der Ionisation abhängig ist, die Zahlen mögen jedoch einen Begriff von der Größenordnung des Abfalles in Luft unter starker Röntgenstrahlung geben.

Zeit in Sekunden nach Abbrechen der Strahlung	Elektrometerausschlag
0,004	184
0,08	183
0,45	106
2	37
4	19

Demnach war nach 4 Sekunden noch eine sehr merkliche Ionisation im Gase vorhanden. Die Dauer des Ionisationszustandes ist noch deutlicher in dem folgenden Beispiel, in dem die Strahlung viel schwächer ist, ausgeprägt. Das Elektrometer war in beiden Versuchsreihen nicht gleich empfindlich.

Zeit	Ablenkung
0,004	174
0,45	139
2	107
4	54
8	30
16	16

Also enthält das Gas in diesem Falle nach 16 Sekunden noch etwa 10 Prozent der Ionisation.

Rutherford hat den Abfall in verschiedenen Gasen, die er Röntgenstrahlen von möglichst nahezu gleicher Intensität aussetzte, gemessen. Die Resultate sind in der folgenden Tabelle wiedergegeben; die erste Spalte enthält die Namen der Gase, die zweite T, die Zeit, welche die Ionisation brauchte, um auf ihren halben Anfangswert zu sinken; wie wir gesehen haben, ist $T = 1/n_0\alpha = 1/\sqrt{q\alpha}$; die dritte Spalte enthält die Werte von q und die vierte die entsprechenden Werte von α, die aus den Werten von T und q berechnet sind.

Gas	T	q	α
Wasserstoff	0,65	0,5	4,8
Luft	0,3	1	11
Salzsäure-Gas	0,35	11	0,75
Kohlensäure	0,51	1,2	3,3
Schwefeldioxyd	0,45	4	1,25
Chlor	0,18	18	2

Einfluß des Staubes auf die Rekombinationszeit.

16. Rutherford zeigte, daß der Wert von T sehr verringert wurde, wenn etwas Staub im Gase vorhanden war, ohne daß jedoch der Staub den Sättigungsstrom beeinflußte. So war z. B., wenn Chlor zuerst in das Untersuchungsgefäß hineingeleitet wurde, der Wert von $T = 0{,}19$ Sekunden; nachdem es eine Stunde gestanden hatte, stieg T bis zu etwa 0,3 Sekunden, obwohl keine Änderung im Sättigungsstrome zu beobachten war. Andererseits war für Luft, welche über Nacht stehen gelassen wurde, T etwa 1 Sekunde; wenn ein wenig staubige Luft in das Gefäß hineingeblasen wurde, fiel T auf etwa 0,15 Sekunden und stieg in etwa 10 Minuten bis 0,5 Sekunden; es dauerte einige Stunden, bis T seinen Anfangswert wieder erreichte. Es zeigte sich ferner, daß T bei Filtration des Gases durch Baumwolle wächst. Die Wirkung, die durch Staub hervorgerufen wird, wird leicht dadurch erklärt, daß die Staubteilchen aller Wahrscheinlichkeit nach sehr groß sind im Vergleich mit den Ionen, so daß, wenn ein positives Ion gegen ein Staubteilchen stößt und daran haften bleibt, es nun ein großes System bildet, welches viel leichter durch ein negatives Ion getroffen und neutralisiert werden kann, als wenn das Ion frei geblieben wäre; auf diese Weise wird die Anwesenheit von Staub die Rekombination der Ionen erleichtern. Die Gegenwart von Staub in Rutherfords Experimenten erklärt wahrscheinlich die Diskrepanz zwischen seinen und Townsends[1]) Resultaten, der staubfreie Gase benutzte und α auf die erste der beschriebenen Methoden bestimmte, indem er Sorge trug, daß die Röhren, durch welche die ionisierten Gase hindurch gesaugt wurden, so weit waren, daß der Verlust der Ionen durch Diffusion an die Wände der Röhren im Vergleich zu dem Verlust durch Rekombination vernachlässigt werden konnte. Townsend fand, daß für Luft, Sauerstoff, Kohlensäure und Wasserstoff α die Werte $3420\,e$, $3380\,e$, $3500\,e$ und $3020\,e$ hatte, wo e die Ladung des Ions in elektrostatischem Maße ist. Wir werden sehen, daß e nahezu $3{,}5 \cdot 10^{-10}$ ist, so daß α für Luft, Sauerstoff und Kohlensäure ungefähr $1{,}2 \cdot 10^{-6}$ ist, während es für Wasserstoff ungefähr 15 Prozent geringer ist. Bei den Experi-

1) Townsend, Phil. Trans. D. 193, p. 129, 1900.

menten von Rutherford war der Wert von α für Luft ungefähr dreimal so groß als der für Kohlensäure, aber es ist wahrscheinlich, daß die Gase in diesem Falle nicht wirklich staubfrei gewesen sind.

Abhängigkeit des α von Druck und Temperatur.

17. Eine Versuchsreihe sehr sorgfältig angestellter Messungen von α unter verschiedenen Bedingungen würde uns wertvollen Aufschluß über die Natur der Ionen ergeben; nach einigen vorläufigen Experimenten, die von W. Nabl im Cavendish Laboratorium gemacht sind, schien es, daß α nur wenig, wenn überhaupt, durch den Druck beeinflußt wird. Einige neuere Experimente von McClung[1]) schienen ebenfalls zu ergeben, daß α vom Druck unabhängig ist, wenn die untersuchten Drucke von 0,125 bis zu 3 Atmosphären variiert wurden. Die Werte, welche für α gefunden wurden, sind für Luft und Kohlensäure $3384 \cdot e$ und für Wasserstoff $2938 \cdot e$. McClung hat letzthin im Cavendish Laboratorium den Einfluß der Temperatur auf das α untersucht und findet, daß α schnell mit der Temperatur wächst, während die Ionisation unabhängig von der Temperatur gefunden wurde.[2])

Zusammenstöße und Rekombinationen.

17 a. Inzwischen hat Herr Langevin in seiner bemerkenswerten Thesis „Recherches sur les gaz ionises", Universität Paris, 1902, einige sehr wichtige Untersuchungen über das Gesetz der Rekombination der Ionen und der Geschwindigkeit der Ionen im elektrischen Felde angestellt. Er zeigte durch eine einfache Rechnung, daß die Rekombination der positiven und negativen Ionen durch die Annäherung der Ionen, die durch die elektrische Anziehung zwischen ihnen hervorgerufen ist, zustande gebracht wird; wenn diese Anziehung nicht stattfände, so würde die Rekombinationszahl der Ionen sehr klein sein im Vergleich mit der, die tatsächlich eintritt. Die Zahl der Zusammenstöße zwischen positiven und negativen Ionen, die durch ihre gegenseitige Anziehung verursacht wird, ist, wie leicht gezeigt werden kann, gleich $4\pi(k_1 + k_2)e \cdot n_1 n_2$, wenn k_1 und k_2 die Geschwindigkeiten der positiven und negativen Ionen unter der Kraft eins sind, n_1 und n_2 die entsprechenden Zahlen der positiven und negativen Ionen in der Volumeneinheit bedeuten; wenn jeder Zusammenstoß in Rekombinationen ausgehen würde, dann würde α, der Koeffizient der Rekombination, wie auf S. 16 definiert ist, gleich sein

$$4\pi(k_1 + k_2)e;$$

es wird jedoch nur ein Bruchteil der Zusammenstöße wirklich in Rekombinationen enden, in den übrigen Fällen wird die kinetische Energie, die von den Ionen bei ihrer Annäherung erworben wurde, sie veranlassen, sich nach dem Zusammenstoß wieder zu trennen und

1) McClung, Phil. Mag. VI, 3, p. 283, 1902.
2) McClung, Phil. Mag. 7, p. 81, 1904.

bei niedrigem Druck, wenn die Geschwindigkeit der Ionen im Felde eins groß ist, wird der Bruchteil der Zahl der Zusammenstöße, die in Rekombinationen enden, geringer sein als bei hohen Drucken, wo die Geschwindigkeiten klein sind. Wenn ε der Bruchteil der Zusammenstöße bedeutet, die in Rekombinationen enden, so ist

$$\alpha = 4\pi \cdot \varepsilon(k_1 + k_2)e.$$

Langevin bestimmte den Wert für ε nach der folgenden Methode: wenn das Gas zwischen zwei parallelen Metallplatten bei einer konstanten Potentialdifferenz den Röntgenstrahlen während der außerordentlich kleinen Zeit ausgesetzt ist, während der eine einzige Entladung eines Induktoriums andauert, so werden die Ionen, die sich in dem Raum zwischen den Platten bilden, anfangen, sich gegen die andere Platte hin zu bewegen, die positiven Ionen gegen die negative Platte und die negativen gegen die positive; da die Ionen sich aneinander vorbeibewegen, so werden einige von ihnen sich rekombinieren, so daß Q die Zahl der negativen Ionen, die zur positiven Platte kommt, kleiner sein wird als Q_0, die Zahl der negativen Ionen, die von den Röntgenstrahlen zwischen den Platten gebildet wurde. Je stärker das elektrische Feld zwischen den Platten ist, um so schneller werden sich die Ionen zu den Platten hin bewegen, und um so geringer ist die Zeit, die sie haben, um sich zu rekombinieren; infolgedessen wird die Differenz von Q und Q_0 um so geringer ausfallen, je stärker das Feld ist. Langevin zeigte, daß, wenn σ die Dichte der Elektrizität auf den elektrisierten Platten ist, daß alsdann

$$\frac{\varepsilon \cdot Q}{\sigma} = \log\left(1 + \frac{\varepsilon \cdot Q_0}{\sigma}\right)$$

ist. Aus diesem Ausdruck ist es möglich, ε zu berechnen; die Resultate von Langevins Experimenten sind in der folgenden Tabelle wiedergegeben.

Luft		CO_2	
Druck in mm	ε	Druck in mm	ε
152	0,01	135	0,01
375	0,06	352	0,13
760	0,27	550	0,27
1550	0,62	758	0,51
2320	0,80	1560	0,95
5 atm.	0,90	2380	0,97

Einfluß des Druckes auf das Zustandekommen der Rekombinationen.

Der Einfluß des Druckes auf das Zustandekommen von Rekombinationen beim Zusammenstoß ist sehr klar ersichtlich; bei dem Druck von 152 mm ist nur ein Zusammenstoß von hundert, der in Rekombination endet, bei atmosphärischem Druck ist die Zahl auf

einen bei vier Zusammenstößen gestiegen, und beim Druck von 5 Atmosphären auf neun von zehn.

Aus der Gleichung

$$\alpha = 4\pi \cdot \varepsilon(k_1 + k_2)e$$

kann α/e abgeleitet werden, wenn ε bekannt ist.

Die Werte, die von Langevin, McClung und Townsend erhalten wurden, sind in enger Übereinstimmung, sie sind in der folgenden Tabelle wiedergegeben.

	α/e		
	Langevin	McClung	Townsend
Luft	3200	3384	3400
CO_2	3400	3492	3500

Methode der Messung der Wanderungsgeschwindigkeiten.

Langevin hat ferner k_1 und k_2 nach der folgenden Methode bestimmt: Angenommen, der Bereich zwischen den parallelen Platten AB, CD sei während einer kurzen Zeit Röntgenstrahlen ausgesetzt. Wenn alsdann ein so starkes elektrisches Feld zwischen den Platten vorhanden ist, daß die Rekombination der Ionen vernachlässigt werden kann, so werden, wenn das Feld in einer Richtung angelegt wird, alle negativen Ionen zur positiven Platte gehen und alle positiven zur negativen; wenn jedoch das Feld umgekehrt wird, bevor alle Ionen ihre Bahn vollenden, so würde die von einer Platte empfangene Ladung geringer sein als im vorhergehenden Falle, und die Differenz würde offenbar von den Geschwindigkeiten der Ionen abhängig sein; wenn wir eine Reihe von Messungen über die Ladung anstellen, die die Platte annimmt, wenn das Feld in verschiedenen Intervallen nach der Ionisation umgekehrt wird, so werden wir offenbar imstande sein, k_1 und k_2 zu bestimmen.

Die Zahlen, die von Langevin nach dieser Methode bei atmosphärischem Druck erhalten wurden, sind

Luft			CO_2		
k_1	k_2	k_2/k_1	k_1	k_2	k_2/k_1
420	510	1,22	257	270	1,05

Abhängigkeit der Wanderungsgeschwindigkeiten vom Druck.

Langevin untersuchte auch die Abhängigkeit der Geschwindigkeit vom Druck; wie an anderem Orte auseinandergesetzt, sollte die Geschwindigkeit eines Ions umgekehrt mit dem Druck variieren, so lange wie die Natur des Ions sich nicht ändert; da jedoch das negative Ion bei sehr niedrigen Drucken das Elektron ist, während es bei atmo-

sphärischen Drucken das an verschiedene Moleküle des Gases attachierte Elektron ist, so müssen wir bei Reduktion des Druckes zu einem Stadium gelangen, wo das negative Ion einfacher zu werden beginnt, und wo demnach die Geschwindigkeit schneller als das Reziproke des Druckes wächst; dieser Einfluß ist klar aus den Resultaten der Experimente Langevins ersichtlich, die in der folgenden Tabelle wiedergegeben sind.

Negative Ionen			Positive Ionen		
p	k_2	$pk_2/76$	p	k_1	$pk_1/76$
7,5 (cm)	6560	647	7,5 (cm)	4430	437
20,0	2204	580	20,0	1634	430
41,5	994	530	41,5	782	427
76,0	510	510	76,0	420	420
142,0	270	505	142,0	225	425

Die Geschwindigkeiten k_1 und k_2 sind unter der elektrostatischen Kraft eins, also unter 300 Volt pro cm zu verstehen.

Der Anstieg im Werte pk_2 bei abnehmendem Druck für Drucke unter 20 cm ist klar ausgeprägt. Es findet ein Anstieg, aber ein viel kleinerer, im Werte für pk_1 statt.

Diffusion der Ionen.

Trennung des Einflusses der Rekombination und der Diffusion auf den Ionenverlust.

18. Zu dem Verlust an Ionen, der aus der Rekombination der positiven und negativen Ionen resultiert, kommt nun noch ein weiterer Verlust, der durch die Diffusion der Ionen an die Wände des Gefäßes verursacht ist. Denn angenommen, das ionisierte Gas befindet sich in einem Metallgefäß, so werden die freien Ladungen, wenn die Ionen mit den Wänden des Gefäßes in Berührung kommen, durch die entgegengesetzten Ladungen, welche im Metall induziert werden, neutralisiert, und sie werden nicht mehr als Ionen wirken. Die Schicht des Gases in der Nähe der Gefäßwand wird demnach von Ionen entblößt sein, während weiter innen im Gase, das sich in dem Gefäß befindet, eine endliche Anzahl von Ionen vorhanden ist; hierdurch wird sich ein Konzentrationsgefälle herausbilden, und die Ionen werden vom Inneren her nach den Wänden diffundieren. Das Problem ist streng analog mit dem der Absorption von Wasserdampf in einem Kessel, dessen Wände mit Schwefelsäure befeuchtet sind. Wir wollen damit beginnen, uns die Theorie eines sehr einfachen Falles zu überlegen, und zwar den Fall, daß das ionisierte Gas sich zwischen zwei parallelen Platten, die rechtwinklig zur x-Achse angebracht sind, befindet. n sei die Anzahl der positiven Ionen pro Kubikzentimeter,

q die Anzahl der Ionen, die durch die ionisierende Kraft pro Sekunde in einem Kubikzentimeter des Gases erzeugt werden, D der Diffusionskoeffizient der positiven Ionen durch das Gas, m die Zahl der negativen Ionen pro Kubikzentimeter, so ergibt sich infolge der Diffusion der Anstieg der positiven Jonenzahl pro Kubikzentimeter

$$= D \frac{d^2 n}{dx^2},$$

indem wir annehmen, daß die Flächen gleicher Ionendichte Ebenen sind, die rechtwinklig zur x-Achse verlaufen. Wenn wir Rekombinationen, äußere Ionisation und Diffusion mit in Rechnung ziehen, so ergibt sich:

$$\frac{dn}{dt} = q + D \frac{d^2 n}{dx^2} - \alpha \cdot n \cdot m,$$

und wenn der Gleichgewichtszustand erreicht ist:

$$q + D \frac{d^2 n}{dx^2} - \alpha \cdot n \cdot m = 0.$$

Betrachten wir den speziellen Fall, daß zwei Platten so nahe beieinander sind, daß der Verlust der Ionen, der aus der Diffusion resultiert, denjenigen, der aus den Rekombinationen resultiert, weit übertrifft, dann haben wir

$$q + D \cdot \frac{d^2 n}{dx^2} = 0. \tag{1}$$

Wenn wir mitten zwischen den Metallplatten eine Ebene legen und sie als die Ebene $x = 0$ bezeichnen, und wenn $2\,l$ die Entfernung zwischen den Platten ist, dann sind die Bedingungen, die für n erfüllt sein müssen, die, daß $n = 0$ ist, wenn $x = \pm l$ ist; die Lösung der Gleichung (1) ergibt unter diesen Bedingungen:

$$n = \frac{1}{2} \frac{q}{D} (l^2 - x^2). \tag{2}$$

Die Gesamtzahl freier positiver Ionen zwischen den Platten ist gleich

$$\int_{-l}^{+l} n \cdot dx,$$

und dies ist nach Gleichung (2) gleich

$$\frac{2}{3} \frac{q}{D} \cdot l^3.$$

Wir sehen aus diesem Resultate, wie wir D messen können; denn wenn wir die Strahlung abbrechen und ein starkes elektrisches Feld zwischen den Platten herstellen, so müssen wir alle positiven Ionen gegen die Platte mit niedrigerem Potential treiben, so daß diese Platte eine elektrische Ladung empfangen wird, die gleich

$$\frac{2}{3}\frac{q}{D}l^3 \cdot e$$

ist, wo e die Ladung eines Ions bedeutet; wird die Platte mit einem Elektrometer verbunden, um ihre Ladung zu messen, so wird diese proportional der Ablenkung δ_1 des Elektrometers sein. Wenn die Strahlung unterbrochen wird, und das Feld stark genug ist, Sättigungsstrom zu erzeugen, so ist die Ladung, welche die Platte in einer Sekunde empfängt, gleich $2qle$, wenn demnach δ_2 die Ablenkung des Elektrometers in einer Sekunde in diesem Falle ist, so ergibt sich

$$\delta_1 = \frac{1}{3}\frac{l^2}{D}\delta_2,$$

eine Gleichung, welche uns in den Stand setzt, D zu bestimmen.

Wir haben bei dieser Untersuchung den Einfluß der Rekombinationen vernachlässigt; will man die Formel verifizieren, so ist hierzu erforderlich, daß die Platten nahe genug aneinander sind, um dieser Voraussetzung gerecht zu werden. Man kann dies leicht auf folgende Weise ermöglichen: Die gesamte Zahl der Ionen ist unter der Voraussetzung, daß die einzige Quelle des Ionenverlustes die Rekombinationen sind, gleich $2l\sqrt{q/\alpha}$ (siehe S. 17); dagegen ist die gesamte Zahl, unter der Annahme, daß der einzige Verlust der ist, welcher durch Diffusion erfolgt, wie wir gerade gesehen haben,

$$\frac{2}{3}\frac{q}{D}l^3;$$

wenn demnach

$$\frac{2}{3}\frac{q}{D}l^3$$

klein ist im Vergleich mit $2l\sqrt{q/\alpha}$, so wird der Verlust durch Diffusion groß sein im Vergleich mit dem Verlust durch Rekombinationen, und wir sind berechtigt, die letzteren zu vernachlässigen.

Quantitative Messung der Diffusion.

19. Die Koeffizienten der Diffusion der Ionen in Luft, Sauerstoff, Wasserstoff und Kohlensäure wurden von Townsend[1]) auf verschiedene Methoden bestimmt; ionisierte Luft wurde durch eine sehr enge Röhre hindurch gesaugt, und es wurde der Verlust an Ionen beim Passieren einer Röhre von bekannter Länge gemessen. Die Theorie der Methode ist die folgende: ionisiertes Gas wird durch ein Metallrohr, dessen Achse wir als z-Achse nehmen wollen, geleitet, das Gas bewege sich parallel zu z und sei nicht der Wirkung irgend einer ionisierenden Kraft unterworfen, während es sich durch die Röhre hindurch bewegt. Wir wollen den Zustand des Gases in einem kleinen Volumen $ABCDEFGH$ betrachten: dieses Volumen verliert

1) Townsend, Phil. Trans. A 193, p. 129, 1900.

Ionen durch Diffusion und gewinnt welche durch Eintritt in die Fläche $ABCD$, hierdurch wird es reicher an Ionen, wenn die eintretende Anzahl größer als die die Fläche $EFGH$ verlassende Anzahl ist; wenn Gleichgewichtszustand erreicht ist, wird Verlust und Gewinn an Ionen einander gleich sein. Wenn n die Anzahl der Ionen pro Kubikzentimeter, D ihr Diffusionskoeffizient im Gase ist, so ist der Verlust der Ionen, der durch Diffusion erfolgt, gleich

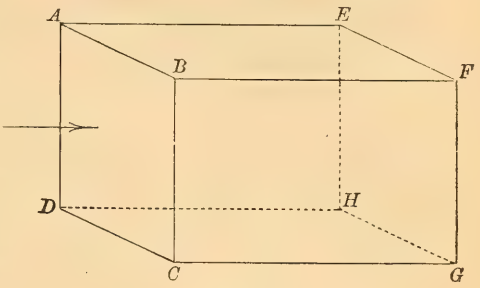


Fig. 6.

$$- D\left(\frac{d^2n}{dx^2} + \frac{d^2n}{dy^2} + \frac{d^2n}{dz^2}\right).$$

Wenn v die Geschwindigkeit des Gases ist, so wird der Gewinn an Jonen aus dem zweiten Grunde

$$- \frac{d}{dz}(v \cdot n)$$

oder, da v nicht von z abhängt, gleich

$$- v \cdot \frac{dn}{dz}.$$

Demnach ergibt sich, wenn wir Verlust und Gewinn einander gleich setzen,

$$D\left(\frac{d^2n}{dx^2} + \frac{d^2n}{dy^2} + \frac{d^2n}{dz^2}\right) = v \cdot \frac{dn}{dz}. \qquad (1)$$

Bei den Experimenten war die Größe $D \cdot \frac{d^2n}{dz^2}$ sehr klein im Vergleich mit $v \cdot \frac{dn}{dz}$; $\frac{1}{n} \cdot \frac{dn}{dz}$ ist von der Ordnung $\frac{1}{20}$, v von der Ordnung 100 und D etwa 0,03, so daß $v \cdot n$ etwa das 70 000 fache von $D \cdot \frac{dn}{dz}$ war. Wenn wir $D \cdot \frac{d^2n}{dz^2}$ vernachlässigen, und den Fall einer zylindrischen Röhre vom Radius a zugrunde legen, so ist symmetrisch zur Achse

$$\frac{d^2n}{dx^2} + \frac{d^2n}{dy^2} = \frac{d^2n}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dn}{dr},$$

wo r die Entfernung eines Punktes von der Achse der Röhre ist. Nun ist $v = \frac{2V}{a^2}(a^2 - r^2)$, wo $V \cdot \pi \cdot a^2$ das Volumen des Gases ist, das pro Sekunde den Querschnitt der Röhre passiert; wenn wir diese Werte in Gleichung (1) einsetzen, und $\frac{d^2n}{dz^2}$ vernachlässigen, so erhalten wir

$$\frac{d^2n}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dn}{dr} - \frac{2V}{Da^2}(a^2 - r^2)\frac{dn}{dz} = 0. \qquad (2)$$

Die Bedingungen, denen n genügen muß, sind die, daß für alle Werte von z, $n = 0$ ist, wenn $r = a$ ist, und daß beim Eintritt des ionisierten Gases in die Röhre, also bei $z = 0$, $n = n_0 = \text{const.}$ ist, wenn $z = 0$ ist, für alle Werte von r.

Um diese Gleichung zu lösen, wird

$$n = \Phi \cdot e^{-\frac{\Theta D a^2 \cdot z}{2V}}$$

gesetzt, wo Φ nur von r abhängt und Θ eine Konstante ist, die folgendermaßen bestimmt werden kann: dieser Wert von n wird in Gleichung (2) eingesetzt, dann wird

$$\frac{d^2\Phi}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{d\Phi}{dr} + \Theta(a^2 - r^2)\Phi = 0. \tag{3}$$

Setzen wir

$$\Phi = 1 + B_1 r^2 + B_2 r^4 + B_3 r^6 + \cdots,$$

so erhalten wir aus (3)

$$\begin{aligned} 4B_1 + \Theta a^2 &= 0 \\ 16B_2 + \Theta a^2 B_1 - \Theta &= 0 \\ 36B_3 + \Theta a^2 B_2 - \Theta B_1 &= 0, \\ &\cdots\cdots\cdots \end{aligned}$$

Es sind demnach die ersten 3 Therme in Φ

$$1 - \frac{\Theta a^2}{4} r^2 + \frac{1}{16}\left(\Theta + \frac{\Theta^2 \cdot a^4}{4}\right) r^4 \tag{4}$$

Wir haben solche Werte von Θ zu wählen, daß $\Phi = 0$ ist, wenn $r = a$ ist, diese Werte seien Θ_1, Θ_2 ... und es seien Φ_1, Φ_2 die Werte von Φ, wenn diese Werte von Θ in Gleichung (4) substituiert werden; dann können wir schreiben:

$$n = c_1 \cdot \Phi_1 e^{-\frac{\Theta_1 D a^2 \cdot z}{2V}} + c_2 \Phi_2 e^{-\frac{\Theta_2 D a^2 \cdot z}{2V}} + c_3 \Phi_3 e^{-\frac{\Theta_3 D a^2 \cdot z}{2V}} + \cdots. \tag{5}$$

Um die c_1, c_2, $c_3 \cdots$ zu finden, haben wir die Bedingung: $n = n_0$ ist konstant für $z = 0$. Also ist

$$n_0 = c_1 \Phi_1 + c_2 \Phi_2 + c_3 \Phi_3 + \cdots. \tag{6}$$

Nun können wir leicht aus den Differentialgleichungen (3) folgende Gleichungen erhalten

$$\int_0^a \Phi_n \cdot \Phi_m (a^2 - r^2) r\, dr = 0, \tag{7}$$

wenn n und m verschieden sind,

$$\int_0^a \Phi_n^{\,2} (a^2 - r^2) r\, dr = a\left[\frac{d\Phi_n}{d\Theta_n}\frac{d\Phi_n}{dr}\right]^{r=a}. \tag{8}$$

$$\int_0^a \Phi_n (a^2 - r^2) r\,dr = -\frac{a}{\Theta_n}\left[\frac{d\Phi_n}{dr}\right]^{r=a}. \tag{9}$$

Wenn wir beide Seiten der Gleichung (6) mit $\Phi_n(a^2 - r^2)r$ multiplizieren, und von $r = 0$ bis $r = a$ integrieren, so erhalten wir, mit Hilfe der Gleichungen (7), (8), (9)

$$c_n = -\frac{n_0}{\Theta_n\left[\frac{d\Phi_n}{d\Theta_n}\right]^{r=a}}.$$

Demnach ist

$$n = -n_0\left\{\frac{\Phi_1}{\Theta_1\left[\frac{d\Phi_1}{d\Theta_1}\right]^{r=a}} \cdot e^{-\frac{\Theta_1 D a^2 z}{2V}} + \frac{\Phi_2}{\Theta_2\left[\frac{d\Phi_2}{d\Theta_2}\right]^{r=a}} \cdot e^{-\frac{\Theta_2 D a^2 z}{2V}} + \cdots\right\} \tag{10}$$

Die Zahl der Ionen, welche den Querschnitt der Röhre bei $z = 0$ passieren, ist $n_0 \pi a^2 V$, und in einer Entfernung z gleich

$$\int_0^a n \frac{2V}{a^2}(a^2 - r^2) r\,dr.$$

Dies ist nach den Gleichungen (7), (9) und (10) gleich

$$\frac{4\pi V n_0}{a}\left\{\frac{1}{\Theta_1^2}\left[\frac{\frac{d\Phi_1}{dr}}{\frac{d\Phi_1}{d\Theta_1}}\right]^{r=a} \cdot e^{-\frac{\Theta_1 D a^2 z}{2V}} + \frac{1}{\Theta_2^2}\left[\frac{\frac{d\Phi_2}{dr}}{\frac{d\Phi_2}{d\Theta_2}}\right]^{r=a} \cdot e^{-\frac{\Theta_2 D a^2 z}{2V}} + \cdots\right\}.$$

Die beiden kleinsten Wurzeln der Gleichung $\Phi = 0$ wurden von Townsend gleich $\Theta_1 a^4 = 7{,}313$ und $\Theta_2 a^4 = 44{,}56$ gefunden. Mit diesen Wurzeln wird

$$\frac{1}{\Theta_1 a^3}\left[\frac{d\Phi_1}{dr}\right]^{r=a} = 0{,}1321; \qquad \frac{1}{\Theta_2 a^3}\left[\frac{d\Phi_2}{dr}\right]^{r=a} = 0{,}0302;$$

$$\frac{1}{a^4}\left[\frac{d\Phi_1}{d\Theta_1}\right]^{r=a} = 0{,}0926; \qquad \frac{1}{a^4}\left[\frac{d\Phi_2}{d\Theta_2}\right]^{r=a} = 0{,}0279.$$

Wenn wir diese Werte einsetzen, so ergibt sich, daß das Verhältnis der Zahl der Ionen, die den Röhrenquerschnitt in einer Entfernung z vom Röhrenanfang passieren, zu der Zahl, die sie am Röhrenanfang passieren, gleich ist

$$4\left\{0{,}1952 \cdot e^{-\frac{7{,}313 D \cdot z}{2a^2 V}} + 0{,}0243 \cdot e^{-\frac{44 \cdot 56 D z}{2a^2 V}} + \cdots\right\}$$

Wenn c_1 der Sättigungsstrom im Gase nach Verlassen eines Rohres von der Länge l_1, c_2 der nach Verlassen eines Rohres der Länge l_2 ist, so ist, da die Sättigungsströme proportinal der Ionenzahl, die das Gas pro Sekunde erhält, sind:

$$\frac{c_1}{c_2} = \frac{0{,}1952 \cdot e^{-\frac{7{,}313 D \cdot l_1}{2a^2 V}} + 0{,}0243 \cdot e^{-\frac{44{,}56 D \cdot l_1}{2a^2 V}}}{0{,}1952 \cdot e^{-\frac{7{,}313 D \cdot l_2}{2a^2 V}} + 0{,}0243 \cdot e^{-\frac{44{,}56 D \cdot l_2}{2a^2 V}}}. \tag{11}$$

Nun läßt sich c_1 experimentell bestimmen, und demnach kann aus Gleichung (11) der Wert von D bestimmt werden. Townsend hat eine graphische Methode benutzt, um diese Gleichung zu lösen, er setzte

$$y = \frac{c_1}{c_2}, \quad x = \frac{7{,}313\, D \cdot l_1}{2 a^2 V};$$

die Kurve, die die Gleichung (11) zwischen y und x darstellt, wurde nach Berechnung einiger zusammengehöriger Werte gezeichnet. Alsdann konnte der Wert von $7{,}313 \frac{D \cdot l_1}{2 a^2 V}$, der irgendeinem Werte von $\frac{c_1}{c_2}$, der experimentell erhalten ist, entspricht, gefunden, und demnach D aus den bekannten l, a und V bestimmt werden.

Der Apparat, der zur Messung des Wertes c_1/c_2 benutzt wurde, ist in Fig. 7 abgebildet. A ist eine Messingröhre von 50 cm Länge

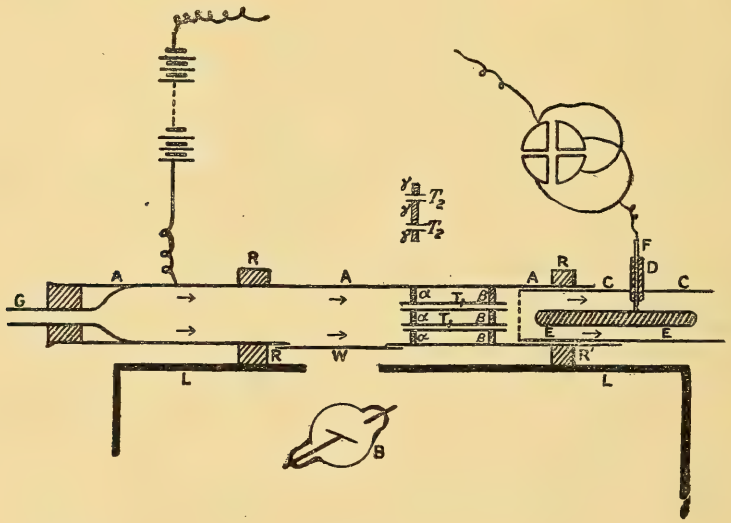


Fig. 7.

und 3,2 cm Durchmesser, die mit einem Aluminiumfenster W, durch welches die Röntgenstrahlen, welche das Gas ionisieren sollen, eintreten, ausgerüstet ist. C ist eine zweite Messingröhre von 17 cm Länge, die genau in A hineinpaßt und längs A verschoben werden kann, E eine Elektrode, die mit einem Metalldraht F, der durch einen Ebonitpflock hindurchgeht, verbunden ist. Eine Anzahl feiner Dräthe wurden parallel zueinander in einem Abstande von 2 mm, quer zu dem einen Ende der Röhre C aufgelötet. Das Gas trat in den Apparat durch das Glasrohr G ein und passierte die Röhren T, bevor es die Elektrode erreichte.

Es waren 12 Röhren von 10 cm Länge und 0,3 cm Durchmesser, die passiert werden mußten; sie wurden in gleichen Abständen und alle gleichweit von der Achse der Röhre A entfernt, in Löcher, die in die zwei Messingscheiben α und β gebohrt waren, eingepaßt und so eingelötet, daß das Gas nicht zwischen Scheibe und Röhre gelangen konnte. Ein anderer Satz von 12 Röhren von nur 1 cm Länge und 0,3 cm Durchmesser wurde in eine andere Scheibe hineingepaßt, und die Röhre A durch die Ebonitringe R, R' isoliert. Das Potential der Röhre wurde auf 80 Volt gebracht, indem man sie mit einem Pole einer Hochspannungsbatterie verband, deren anderer Pol geerdet war. Die Elektrode E ist mit einem Paar der Quadranten eines Elektrometers verbunden, dessen anderes Quadrantenpaar an Erde gelegt wird. Ein gleichförmiger und meßbarer Gasstrom wird durch ein Gasometer erhalten, und dieses Gas wird, wenn es durch die Röhre hindurchgeht, durch Röntgenstrahlen ionisiert. Hierdurch gehen einige Ionen durch Diffusion an den Wänden verloren, alle positiven Ionen jedoch, welche hindurchkommen, werden gegen die Elektrode E getrieben, so daß die Ladung des Elektrometers die Zahl der positiven Ionen angibt, welche durch die Röhre hindurchgegangen sind. Wenn man die Röhre A negativ lud, so konnten die negativen Ionen gegen die Elektrode getrieben werden, und so wurde die Zahl der negativen Ionen, welche durch die Röhre hindurchkamen, erhalten. Nach einer Reihe von Messungen, die mit den langen Röhren gemacht wurden, wurden diese durch kurze ersetzt und eine ähnliche Reihe von Messungen angestellt. Diese Messungen geben uns, wie in der vorausgegangenen Theorie auseinandergesetzt ist, die Daten, um den Diffusionskoeffizienten der Ionen zu berechnen. Für andere Gase als Luft wurde ein etwas anderer Apparat benutzt, wegen dessen Beschreibung wir auf die Originalliteratur verweisen müssen.

Der Verlust der Ionen ist selbst in den engen Röhren nicht vollständig der Diffusion an die Wände der Röhre zuzuschreiben; ein, wenn auch nur geringer Teil des Verlustes wird den Rekombinationen zukommen. Um zu schätzen, wieviel dieser Wirkung zuzuschreiben ist, wurden die engen Röhren T entfernt und der Ausschlag des Elektrometers beobachtet, wenn die Röhre C in verschiedenen Entfernungen von dem Orte angebracht wurde, wo das Gas ionisiert wird; in einer weiten Röhre wie etwa in A, ist der Verlust durch Diffusion an die Wände hin zu vernachlässigen und der kleinere Ausschlag des Elektrometers, der für diesen Fall beim Entfernen der Elektrode E vom Orte der Ionisation erhalten wird, ist dem Verlust an Ionen durch Rekombinationen zuzuschreiben. Durch Messungen bei verschiedenen Entfernungen kann man, bei Kenntnis der Geschwindigkeit des Gases, auf diese Weise die Zahl der Rekombinationen,

die in einer bestimmten Zeit stattfinden, ermitteln und hieraus den Wert von α, der Rekombinationskonstanten, bestimmen. Auf diese Weise wurden die Werte von α, die wir auf S. 23 angegeben haben, bestimmt. Kennt man α, so ist es leicht, den Verlust der Ionen, der aus Rekombinationen beim Durchgang durch enge Röhren resultiert, zu berechnen und alsdann eine Korrektion in den Beobachtungen anzubringen, um so den Verlust durch Diffusion allein zu erhalten.

Die folgenden Tabellen geben die Diffusionskoeffizienten in C. G. S.-Einheiten, wie sie von Townsend aus seinen Beobachtungen erhalten sind.

Tabelle I. Koeffizienten der Diffusion in trockenen Gasen.

Gas	D für + Ionen	D für — Ionen	Mittlerer Wert von D	Verhältnis von D für — Ionen zu dem D für + Ionen
Luft	0,028	0,043	0,0347	1,54
Sauerstoff ...	0,025	0,0396	0,0393	1,58
Kohlensäure .	0,023	0,026	0,0245	1,13
Wasserstoff ..	0,123	0,190	0,156	1,54

Tabelle II. Koeffizienten der Diffusion für feuchtes Gas.

Gas	D für + Ionen	D für — Ionen	Mittlerer Wert von D	Verhältnis von D für — Ionen zu dem D für + Ionen
Luft	0,032	0,035	0,0335	1,09
Sauerstoff ...	0,0288	0,0358	0,0323	1,24
Kohlensäure .	0,0245	0,0255	0,025	1,04
Wasserstoff ..	0,128	0,142	0,135	1,11

Unterschied der Koeffizienten für + und — Ionen.

Wir sehen aus diesen Tabellen, daß der Diffusionskoeffizient für die negativen Ionen größer als der für die positiven ist, und daß der Unterschied ausgeprägter für trockene als für feuchte Gase ist. Die größere Beweglichkeit der negativen Ionen wurde zuerst von Zeleny beobachtet. Er maß mit Hilfe einer Methode, die wir kurz beschreiben wollen, die Geschwindigkeit der Ionen im elektrischen Felde und fand, daß die negativen Ionen sich schneller als die positiven bewegen. Die schnellere Diffusion der negativen Ionen erklärt, warum in gewissen Fällen ein ionisiertes Gas, das sich ursprünglich elektrisch neutral verhält, eine positive elektrische Ladung annimmt. So z. B. wird ein Gas, das durch eine Metallröhre geblasen wird, beim Austritt aus der Röhre positiv elektrisiert sein, da es beim Durchgang durch die Röhre mehr negative als positive Ionen verloren hat. Zeleny[1]) hat gezeigt, daß

1) Zeleny, Phil. Mag. V, 46, p. 120, 1898.

diese Wirkung bei der Kohlensäure nicht eintritt; in ihr sind die Geschwindigkeiten der beiden Ionen nahe einander gleich. Einige Experimente, die Rutherford[1]) anstellte, scheinen anzudeuten, daß zu der Wirkung, welche durch die Diffusion verursacht ist, noch eine spezielle Wirkung des Metalles hinzukommt, da er den Überschuß der positiven über die negativen Ionen größer fand, wenn das ionisierte Gas durch Zinkröhren, als wenn es durch Kupferröhren hindurchging. Der Unterschied der positiven und negativen Ionen in der Größe der Diffusion wird die Ursache des Eintritts einer elektrischen Trennung im ionisierten Gase; da die negativen Ionen schneller als die positiven diffundieren, so wird die Gegend, in der Ionisation statt hat, einen Überschuß an positiven Ionen erhalten und positiv elektrisiert werden, während infolge der Diffusion der negativen Ionen die herumliegenden Bereiche einen Überschuß dieser Ionen erhalten, und deshalb negativ elektrisiert werden.

Diffusionsgeschwindigkeit und Feuchtigkeit.

Die Resultate, die in Tabelle I und II wiedergegeben sind, zeigen, daß der Überschuß der Diffusionsgeschwindigkeit der negativen Ionen über die der positiven viel größer ist, wenn das Gas trocken, als wenn es feucht ist; der Einfluß der Feuchtigkeit auf die Geschwindigkeit der Diffusion ist sehr bemerkenswert; die Resultate, die in der Tabelle niedergelegt sind, zeigen, daß mit Ausnahme der Ionen in Kohlensäure (wo nur wenig Unterschied zwischen den Geschwindigkeiten der positiven und negativen Ionen im feuchten und trockenen Gase vorhanden ist) der Einfluß der Feuchtigkeit der ist, eine sehr beträchtliche Verringerung in bezug auf den Diffusionsgrad der negativen Ionen hervorzurufen, während sie andererseits ein Anwachsen der Diffusion der positiven Ionen zu verursachen scheint, wenn auch die bei den positiven Ionen hervorgerufene Veränderung im allgemeinen nicht so groß ist als die bei den negativen. Wir werden später sehen, daß sich Wasserdampf leichter an negativen als an positiven Ionen kondensiert, so daß es wahrscheinlich ist, daß die negativen Ionen in einer feuchten Atmosphäre mit Feuchtigkeit belastet und so in ihrer Beweglichkeit durch das umgebende Gas gehemmt sind.

Die vorhergehenden Experimente beziehen sich auf Ionen, die durch Röntgenstrahlen erzeugt sind. Townsend[2]) hat weiter dieselbe Methode angewandt zur Bestimmung der Diffusionskoeffizienten der Ionen, die durch radioaktive Substanzen, durch ultraviolettes Licht und durch elektrische Spitzenentladung erzeugt sind; die Resultate dieser Experimente sind aus folgender Tabelle (S. 34) ersichtlich.

---

1) Rutherford, Phil. Mag. V, 43, p. 241, 1897.
2) Townsend, Phil. Trans. A, 195, p. 259, 1900.

Diffusionskoeffizienten der Ionen, die in Luft auf verschiedene Methoden erhalten sind.

Methode	trockene Luft		feuchte Luft	
	+ Ionen	— Ionen	+ Ionen	— Ionen
Röntgenstrahlen	0,028	0,043	0,032	0,035
Radioaktive Substanzen.	0,032	0,043	0,036	0,041
Ultraviolettes Licht		0,043		0,037
Spitzenentladung	0,0247	0,037	0,028	0,039
	0,0216	0,032	0,027	0,037

Unabhängigkeit der Ionen von ihrer Erzeugungsweise.

Aus diesen Zahlen läßt sich schließen, daß die Ionen, die durch Röntgenstrahlen, durch radioaktive Substanzen oder durch ultraviolettes Licht hervorgerufen sind, identisch sind, ein Schluß, den wir auf verschiedenen, unabhängigen Wegen bestätigt finden werden.

Townsend untersuchte auch die Koeffizienten der Diffusion der Ionen, die durch radioaktive Substanzen erzeugt sind, bei einer Reihe von Drucken, welche von 772 mm Quecksilber bis zu 200 mm abgeändert wurden, und fand, daß innerhalb dieses Bereichs der Diffusionskoeffizient umgekehrt proportional dem Drucke ist; die kinetische Gastheorie lehrt, daß dies der Fall ist in einem Systeme, in dem die diffundierenden Bestandteile ihren Charakter nicht mit dem Drucke ändern; da dieses Resultat für Ionen besteht, so schließen wir daraus, daß unterhalb eines Druckes von wenigstens 200 mm die Ionen unverändert bleiben. Wir werden später sehen, daß bei sehr niedrigem Druck die negativen Ionen sehr viel kleiner sind als bei hohem.

Diffusionsgeschwindigkeit von gewöhnl. Molekülen und von Ionen.

20. Es ist von Interesse, die Größe der Diffusion der Ionen durch ein Gas mit derjenigen der Moleküle eines Gases durch ein anderes zu vergleichen. In der folgenden Tabelle, die Winkelmanns Handbuch der Physik, Bd. I, SS. 645, 647 entnommen ist, sind die Koeffizienten der gegenseitigen Diffusion für Wasserstoff, Luft, Kohlensäure, Kohlenoxyd und einige Dämpfe angegeben; es scheint nach dieser Tabelle, daß die Gase sehr viel schneller als die Ionen diffundieren, daß es aber Dämpfe gibt, deren Diffusionskoeffizient von derselben Größenordnung wie die der Ionen ist.

Gas	D cm 2/sek
$CO - CO_2$	0,13142
Luft — CO_2	0,13433
$O_2 - CO_2$	0,13569
$H_2 - CO_2$	0,53409
Luft — O_2	0,17778
$CO - O_2$	0,18717
$H_2 - O_2$	0,66550
H_2 — Luft	0,63405

Gas		D cm 2/sek.
Äther	— H_2	0,296
Äther	— Luft	0,0775
Äther	— CO_2	0,0552
Isobutter-säure-amylester	— H_2	0,1724
	— Luft	0,0426
	— CO_2	0,0305

Die wahrscheinlichste Erklärung für die langsame Diffusion der Ionen scheint die zu sein, daß ein geladenes Ion einen Kern bildet, um welchen herum die Moleküle des Gases sich kondensieren, gerade so, wie Staub sich um einen geladenen Körper ansammelt, und so ein kompliziertes System bildet, welches langsam diffundiert: diese Deutung wird durch die von McClelland[1]) entdeckte Tatsache gestützt, daß die Koeffizienten der Diffusion der Ionen in Flammengasen sehr beträchtlich von der Temperatur der Flamme und der Entfernung der Ionen von derselben abhängig sind; eine verhältnismäßig geringe Erniedrigung der Temperatur verursacht eine große Verringerung des Diffusionskoeffizienten des Ions; es verhält sich so, als wenn auf demselben ein Niederschlag entstanden wäre. Die Anschauung wird ferner gestützt durch die Leichtigkeit, mit welcher die Ionen imstande sind, als Kerne der Kondensation für Wasserdampf zu dienen. Auch muß daran erinnert werden, daß ein Ion sich von einem gewöhnlichen Molekül dadurch unterscheidet, daß es geladen und demnach von einem starken elektrischen Felde umgeben ist.

Rutherford[2]) hat kürzlich gezeigt, daß der Dampf von Alkohol oder Äther, wie auch der von Wasser eine große Verringerung in der Beweglichkeit des negativen Ions erzeugt.

Geschwindigkeit der Ionen im elektrischen Felde.

21. Der Diffusionskoeffizient der Ionen durch ein Gas ist direkt proportional der Geschwindigkeit, mit welcher die Ionen durch das Gas unter der Wirkung eines elektrischen Feldes von gegebener Stärke wandern. Der Zusammenhang dieser Geschwindigkeit mit dem Diffusionskoeffizienten kann folgendermaßen abgeleitet werden. Aus der Definition des Diffusionskoeffizienten D folgt, daß, wenn n die Zahl der Ionen pro Kubikzentimeter ist, die Zahl der Ionen, welche in der Zeiteinheit durch den Einheitsquerschnitt rechtwinklig zur X-Achse sich bewegen, gleich ist

Zusammenhang zwischen Diffusionskoeffizient und Ionengeschwindigkeit.

$$D \cdot \frac{dn}{dx}.$$

1) McClelland, Cambr. Phil. Soc. Proc. V, p. 241, 1899.
2) Rutherford, Phil. Mag. VI, 2, p. 210, 1901.

Wir wollen den Fall betrachten, daß die Ionen sich parallel zur x-Achse mit einer mittleren Geschwindigkeit von $\frac{1}{n} D \frac{dn}{dx}$ bewegen. Die Ionen, die sich im Gaszustande befinden, werden einen Partialdruck p erzeugen, der bei konstanter Temperatur parallel zur x-Achse gleich ist $\frac{1}{p} D \frac{dp}{dx}$. Nun ist dp/dx die Kraft, welche parallel zur x-Achse auf die Volumeneinheit des Gases wirkt. Demnach können wir den vorigen Ausdruck so deuten, daß, wenn die Kraft, die parallel zur x-Achse auf die Ionen in der Volumeneinheit wirkt, gleich Eins ist, die Ionen parallel zur x-Achse mit einer Translationsgeschwindigkeit von D/p sich bewegen. Angenommen nun, daß die Ionen sich in einem elektrischem Felde befinden, in welchem die elektrische Kraft parallel zur x-Achse gleich X ist, so wird die Kraft, die auf die Ionen in der Volumeneinheit wirkt, gleich Xen, und demnach wird, wenn u die mittlere Geschwindigkeit der Translation der Ionen parallel zur x-Achse ist,

$$u = Xen \frac{D}{p}.$$

Nun hat n/p für alle Gase von gleicher Temperatur den gleichen Wert, demnach folgt, daß, wenn N die Zahl der Moleküle der Luft im cbcm bei dieser Temperatur und dem atmosphärischen Druck Π ist, daß dann $n/p = N/\Pi$ ist, und wir haben

$$u = X \cdot e \cdot D \frac{N}{\Pi};$$

oder wenn u_0 die Geschwindigkeit der Ionen im Felde von der Stärke Eins ist, so wird diese Gleichung

$$u_0 = D \cdot \frac{N \cdot e}{\Pi}.$$

Es ist also u_0 direkt proportional mit D, so daß die Kenntnis einer dieser Größen uns in den Stand setzt, auch die andere zu berechnen.

Methode der Messung von $u + v$.

22. Messungen der Geschwindigkeit der Ionen unter der Wirkung eines elektrischen Feldes wurden zum Teil früher als die der Diffusionskoeffizienten gemacht. Die ersten systematischen Messungen der Ionengeschwindigkeit in einem elektrischen Felde wurden im Cavendish Laboratorium im Jahre 1897 von Rutherford[1]) angestellt. Zwei verschiedene Methoden wurden bei diesen Experimenten verwandt. Die erste Methode ist die folgende. Angenommen der Strom fließt durch ein ionisiertes Gas zwischen zwei Platten A und B; dann wird, wenn n positive und n negative Ionen in jedem Kubikzentimeter des Gases vorhanden sind, und u_1 und u_2 die entsprechenden Ge-

1) Rutherford, Phil. Mag. V, 44, p. 422, 1897.

schwindigkeiten der negativen Ionen sind, der Strom i, der durch den Einheitsquerschnitt zwischen den Platten fließt, gegeben sein durch die Gleichung

$$i = n(u_1 + u_2)e,$$

wo e die Ladung eines Ions ist. Nun kann i leicht gemessen werden, wenn eine der Platten A mit einem Paar der Quadranten des Elektrometers verbunden ist, dessen anderes Paar an Erde gelegt ist, und wenn die andere Platte B mit dem Pole einer Batterie von bekannter (kleiner) elektromotorischer Kraft verbunden ist, dessen anderer Pol an Erde liegt. Werden die Quadranten zunächst miteinander verbunden und wird dann die Verbindung gelöst, so wird i gleich der Ladung sein, welche der Platte, die mit dem Elektrometer verbunden ist, in einer Sekunde zugeführt wird.

Der Wert von ne kann auf folgendem Wege ermittelt werden: Das Gas wird der ionisierenden Kraft, sagen wir etwa der Röntgenstrahlung, exponiert, und zwar genügend lange, um es in einen Gleichgewichtszustand zu versetzen. Dann werden die Strahlen plötzlich abschnitten, und es wird gleichzeitig mit dem Auslöschen der Strahlung eine große elektromotorische Kraft plötzlich an die Platten angelegt; wenn dann B die positive Platte bezeichnet, so werden alle positiven Ionen zwischen den Platten gegen die Platte A getrieben, bevor sie Zeit haben, sich mit den negativen Ionen zu rekombinieren, und A wird eine positive Ladung erhalten, die gleich derjenigen ist, welche das ganze Innere zwischen den Platten an positiven Ionen enthält, so wird z. B. A pro Flächeneinheit eine Ladung von positiver Elektrizität erhalten, die gleich ist nle, wo l die Entfernung zwischen den Platten bedeutet. Diese Ladung kann elektrometrisch gemessen werden, und sei gleich q; da nun $i = n(u_1 + u_2)e$ ist, so haben wir

$$\frac{i}{q} = \frac{u_1 + u_2}{l}, \tag{1}$$

eine Beziehung, welche uns in den Stand setzt, $u_1 + u_2$ zu bestimmen. Nun sei E die Potentialdifferenz zwischen den Platten, wenn der Strom gleich i ist; $u_1 + u_2$ ist gleich der Summe der Geschwindigkeiten der Ionen, wenn die elektrische Kraft gleich E/l ist; da nun, wie wir sehen werden, die Geschwindigkeit eines Ions proportional der elektrischen Kraft ist, so ist die Summe der Geschwindigkeiten der positiven und negativen Ionen, wenn ein Feld von der Stärke Eins auf dasselbe wirkt, gleich $(u_1 + u_2)l/E$ oder $l^2 i/Eq$. Damit diese Methode genaue Resultate ergibt, muß die Ionisation und das elektrische Feld zwischen den Platten gleichförmig sein; diese Bedingung macht es, wie in den Ausführungen des Kapitels III gezeigt wird, notwendig, daß der Strom so klein ist, daß die Leitfähigkeit sich durch den ersten Teil der Kurve Fig. 4, wo die Kurve geradlinig verläuft und

der Strom proportional der elektrischen Kraft ist, darstellen läßt. Wenn also die Ionisation durch Röntgenstrahlen oder durch Strahlen einer radioaktiven Substanz erfolgt, so muß man es so einrichten, daß die Strahlen tangential zwischen die Platten treffen und die Platten nicht berühren. Der Grund für diese Vorsichtsmaßregel ist der, daß, wenn die Strahlen auf eine metallische Oberfläche treffen, eine abnorm große Ionisation des Gases stattfindet, welche dicht an der Oberfläche der Platten ihren Sitz hat, und infolgedessen die Ionisation zwischen den Platten ungleichförmig wird.

Die Werte für die Summe der Geschwindigkeiten der positiven und negativen Ionen unter einem Potentialgradienten von einem Volt pro Zentimeter wurden auf diese Methode von Rutherford erhalten, und sind in folgender Tabelle gegeben.

Gas	Summe der Geschwindigkeiten der + u. — Ionen
Wasserstoff	10 cm/sek.
Sauerstoff	2,8 „
Stickstoff	3,2 „
Luft	3,2 „
Kohlensäure	2,15 „
Schwefeldioxyd	0,99 „
Chlor	2 „
Salzsäuregas	2,55 „

Bei diesen Experimenten wurde das Gas nicht besonders getrocknet.

Empfindlichere Nullmethode für den gleichen Zweck (Messung von $u + v$).

23. Die vorige Methode kann in dieser Form nur verwandt werden, wenn ein größeres Gasvolumen zwischen den Platten vorhanden ist, und wenn die Ionisation groß ist, anderenfalls wird die Ablenkung des Elektrometers, die man erhält, wenn eine große elektromotorische Kraft an die Platten angelegt wird, so klein, daß genaue Messungen von q nicht möglich sind; wenn demnach die Entfernung zwischen den Platten 3,2 cm ist, so sehen wir aus Gleichung (1), daß die Ablenkung des Elektrometers, wenn eine große elektromotorische Kraft verwandt wird, nur gleich der ist, die in einer Sekunde durch ein stetiges Entweichen bei einer Potentialdifferenz von 3,2 Volt zwischen den Platten verursacht wird; dies würde bei einem sehr empfindlichen Elektrometer und einer nicht zu schwachen Ionisation oft nicht mehr als 2 oder 3 Skalenteile ergeben, während die Ablesungsfehler bei solchen kleinen Ausschlägen recht beträchtlich sein würden. Ich habe deshalb eine Modifikation dieser Methode benutzt, welche nicht an diesen Nachteilen leidet. Die Anordnung wird schematisch durch Figur 8 dargestellt.

C ist die Platte, die mit dem Elektrometer verbunden ist; sie ist durch einen großen Schutzring geschützt, um so den Fehler-

quellen, welche aus den Unregelmäßigkeiten des elektrischen Feldes resultieren, vorzubeugen. Diese Platte wird zwischen zwei parallele Platten A und B gebracht und der ganze Bereich zwischen A und B der ionisierenden Kraft ausgesetzt. Die Platten sind so justiert, daß der Fortgang an Elektrizität zur Platte C, wenn A auf ein Potential V geladen und B mit der Erde verbunden ist, derselbe ist, wie der, welcher nach C geht, wenn B auf das Potential V geladen und A mit der Erde verbunden ist.

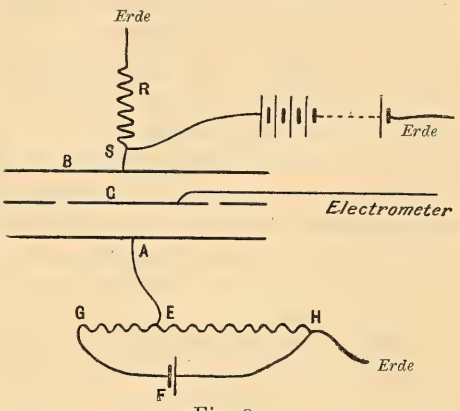


Fig. 8.

A ist mit einem Punkte E eines Hochspannungswiderstandes GH verbunden, der von dem galvanischen Strom F durchflossen wird, H ist geerdet, und durch Verschieben des Berührungspunktes E kann man die Platte A auf irgendein Potential von Null aufwärts bis zur vollen elektromotorischen Kraft der Batterie treiben; wenn G der positive Pol der Batterie ist, so wird die positive Elektrizität in die Platte C hineinfließen (diese Platte ist anfänglich geerdet). B wird durch einen großen Widerstand R an Erde gelegt, der Punkt S wird in regelmäßigen Intervallen durch eine rotierende Scheibe berührt, die ihn während einer kurzen Zeit mit dem negativen Pole einer Hochspannungsbatterie, deren anderer Pol an Erde liegt, verbindet. Der Kontakt dauert lange genug, um ein elektrisches Feld zu erzeugen, das alle negativen Ionen zwischen B und C zur Platte C treibt, aber nicht lange genug, um eine merkliche Menge neuer Ionen zu erzeugen, während das Feld anliegt. Die Platte C empfängt demnach positive Ionen von einer Seite und negative von der anderen, und indem man den Punkt E verschiebt, kann man es erreichen, daß die positive Ladung die negative ausgleicht, so daß das Elektrometer keinen Ausschlag ergibt. Wenn das der Fall ist, so läßt sich leicht durch dieselbe Überlegung wie früher zeigen, daß $u_1 + v_1$, die Summe der Geschwindigkeiten der positiven und negativen Ionen, wenn die Potentialdifferenz zwischen den Platten A und C gleich der zwischen E und H ist, gleich ml wird, wenn l die Entfernung zwischen den Platten B und C und m die Zahl der Kontakte, die durch die rotierende Scheibe in der Sekunde durch S gemacht werden, bedeutet. Da in diesem Falle das Experiment während einer Zeit gemacht werden kann, in welcher eine große Zahl von Kontakten stattfindet, so ist diese Methode viel empfindlicher als die, bei der nur ein Kontakt gemacht wird.

Um zu verhindern, daß das Potential von C sich während der Intervalle zwischen den Kontakten merklich ändert, wird C mit einer der Platten eines Plattenkondensators von großer Kapazität verbunden. Wenn man zum Schlusse prüft, ob C eine Ladung erhalten hat, so werden die Platten des Plattenkondensators voneinander entfernt, dadurch wird die Kapazität verringert, und der Ausschlag des Elektrometers, der von einer Ladung, die etwa auf der Platte C sich befindet, herrührt, steigt. Es muß Sorge getragen werden, daß genügend Zeit zwischen den aufeinander folgenden Kontakten bei S verläuft, um zu ermöglichen, daß das Gas in stationären Zustand kommt, bevor der nächste Kontakt eintritt. Wenn die Ionisation sehr schwach ist, wird es ein Intervall von einigen Sekunden erfordern, daß dieser Bedingung genügt wird.

Eine weitere Methode der Messung der Wanderungsgeschwindigkeiten (Rutherford)

24. Eine andere Methode von Rutherford[1]) ist in Figur 9 dargestellt. Zwei große Metallplatten A und B wurden parallel zueinander in einer Entfernung von 16 cm und isoliert durch die Blöcke C und D aufgestellt.

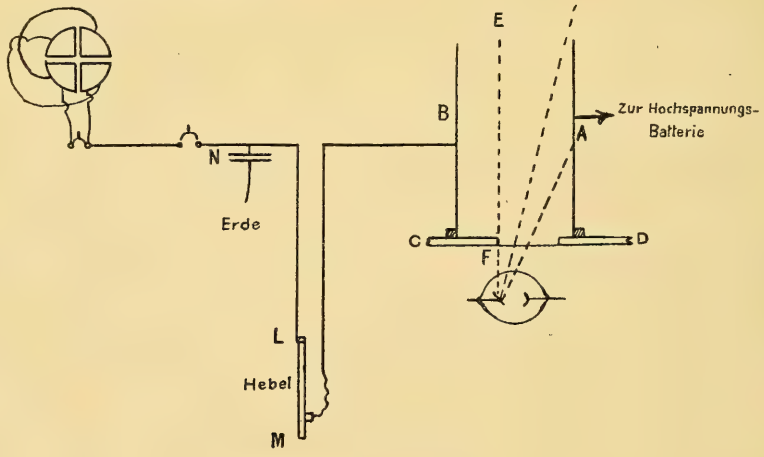


Fig. 9.

Die Anordnung wurde so getroffen, daß die Röntgenstrahlung nur durch die Hälfte des zwischen den Platten eingeschlossenen Gases hindurchdringen und demnach nicht direkt die Luft auf der linken Seite der Linie EF, welche in der Mitte zwischen den Platten verläuft, treffen konnte. Die Platte A wurde mit einem Pole einer Hochspannungsbatterie verbunden, die eine Potentialdifferenz von 220 Volt hatte, und am anderen Pole an Erde gelegt war. Die

1) Rutherford, Phil. Mag. V, 44, p. 422, 1897.

Platte B wurde durch einen Hebelkontakt LM, der auf einem Isolierschemel stand, mit einem Paar der Quadranten eines Elektrometers, dessen anderes Paar an Erde gelegt war, verbunden. Ein Pendelunterbrecher wurde so angeordnet, daß er zuerst den Strom in die Primärspule des Induktoriums leitete, welches die Strahlen erzeugte, dann nach einem bekannten Zeitintervalle den Elektrometerkreis unterbrach, indem es den Hebel LM bei Seite stieß und dann gleich darauf den Batteriekreis unterbrach. N ist ein Kondensator, der mit dem Elektrometer verbunden ist, um die Kapazität desselben zu vergrößern. Bei dieser Anordnung haben die Ionen eine Entfernung von 8 cm zu durchwandern, bevor sie die Platte B erreichen, und der Zweck des Experimentes war, die Zeit festzustellen, welche die Ionen brauchten, um diese Entfernung zurückzulegen. Es stellte sich heraus, daß nur eine sehr geringe Abweichung des Elektrometers gefunden wurde, wenn das Intervall zwischen dem Einsetzen der Strahlen und dem Öffnen des Elektrometerkreises weniger als 0,36 Sekunden war, daß dagegen, wenn das Intervall diesen Wert überschritt, der Ausschlag des Elektrometers rapide anstieg. Infolgedessen wurde 0,36 Sekunden als die Zeit angenommen, welche die Ionen brauchten, um über eine Entfernung von 8 cm unter einem Potentialgradienten von 220/16 Volt pro Zentimeter zu wandern. Das entspricht einer Geschwindigkeit von 1,6 cm pro Sekunde für ein Gefälle von einem Volt pro Zentimeter, und es wurde bei diesen Versuchen kein Unterschied zwischen den Geschwindigkeiten der positiven und negativen Ionen gefunden. Es ist infolgedessen die Summe der Geschwindigkeiten der positiven und negativen Ionen in Luft unter einem Potentialgefälle von einem Volt pro Zentimeter 3,2 cm/sek., was genau die Geschwindigkeit ist, die von Rutherford nach der ersten Methode gefunden wurde.

25. Ein Unterschied zwischen den Geschwindigkeiten des positiven und negativen Ions ist von Zeleny[1]) entdeckt worden, der außerordentlich wertvolle Bestimmungen der Ionengeschwindigkeiten in einem elektrischen Felde angestellt hat. Die Methode, mittels welcher er den Unterschied der Geschwindigkeiten auffand, war die, die elektrische Kraft zu finden, welche notwendig ist, um ein Ion gegen einen Luftstrom zu treiben, der sich mit einer bekannten Geschwindigkeit parallel zu den Linien der elektrischen Kraft bewegt. Angenommen, A und B in Figur 10 stellen zwei parallele Platten dar, die aus Drahtgaze gemacht sind; zwischen diesen Platten befinde sich ein Streifen ionisierten Gases, das sich von A nach B mit einer Geschwindigkeit V bewegt, und es sei ferner der Potentialgradient

Messung von u/v durch Zeleny.

1) Zeleny, Phil. Mag. I 46, p. 120, 1898

zwischen den Platten n Volt pro Zentimeter, während B die positive Platte ist. Wenn dann die Geschwindigkeit des positiven Ions unter einem Potentialfall von 1 Volt pro Zentimeter u ist, so ist die Geschwindigkeit des positiven Ions in Richtung von B nach A, $nu - V$,

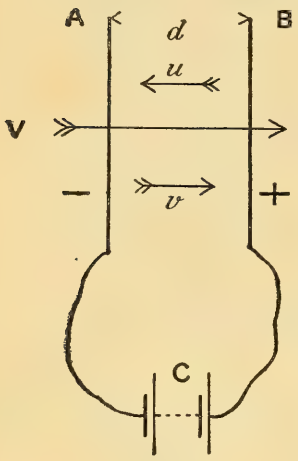


Fig. 10.

und dies ist proportional der Anzahl der Ionen, welche ihre Ladungen pro Zeiteinheit an A abgeben. Wird nun B negative Platte, so wird, wenn der Potentialfall zwischen den Platten n' Volt pro Zentimeter ist, und die Geschwindigkeit des negativen Ions unter einem Potentialfall von einem Volt pro Zentimeter gleich v ist, die Geschwindigkeit des negativen Ions von B nach A gleich $n'v - V$ und demnach proportional sein mit der Anzahl der negativen Ionen, die ihre Ladung pro Zeiteinheit nach A abgeben.

Wenn wir das Potentialgefälle so justieren, daß die Größe desselben, wenn A eine positive Ladung empfängt, und B positiv ist, gleich der Größe ist, bei welcher A eine negative Ladung empfängt, wenn B negativ ist, so haben wir

$$nu - V = n'v - V \quad \text{oder} \quad \frac{u}{v} = \frac{n'}{n}.$$

Demnach können wir aus der Messung der Potentialgefälle das Verhältnis $u : v$ erhalten.

Der Apparat, der von Zeleny verwandt wurde, um diese Methode auszuführen, ist in Figur 11 dargestellt. P und Q sind Messing-

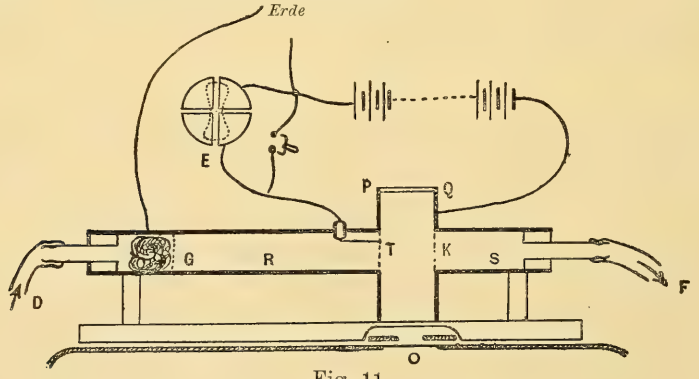


Fig. 11.

platten von 9 cm Durchmesser. Sie sind zentrisch durchbohrt, und in die Öffnungen sind Röhren R und S eingepaßt; der Raum zwischen den Platten wird so zugedeckt, daß er vollständig abgeschlossen ist; K ist ein Stück Drahtgaze, welches die Öffnung in der Platte Q

völlig ausfüllt, T ein isoliertes Stück Drahtgaze, welches nahezu, aber nicht vollständig die Öffnung in der Platte P ausfüllt und mit einem Quadrantenpaar des Elektrometers E in Verbindung steht.

Ein Stopfen Glaswolle G dient dazu, den Staub aus dem Gasstrom, der in das Gefäß durch die Röhre D eintritt, zu entfernen; bei F tritt der Gasstrom aus; dieser Glaswollpfropfen hat auch die Wirkung, die Geschwindigkeit des Gasstromes längs des Querschnittes der Röhre gleichförmig zu machen. Die Röntgenstrahlen, welche das Gas ionisieren, wurden durch eine Röhre bei O erzeugt, die Röhre und das Induktorium wurden in eine bleibedeckte Kiste gestellt, die mit einem Aluminiumfenster, durch welches die Strahlen austraten, versehen war. Q ist mit einem Pole einer galvanischen Batterie verbunden und P und der andere Pol der Batterie werden geerdet. Wenn die Strahlen in PQ eintreten und die Ionen nach entgegengesetzten Richtungen in den abgeschlossenen Raum wandern, so laden sie P auf, Q und k aber sind mit der Erde verbunden, so daß T allmählich sein Potential, und zwar nahezu gleichförmig, verändert, solange sein Potential klein im Vergleich mit dem von Q ist. Wenn die Verteilung der freien Ladungen im Gase einen Gleichgewichtszustand erreicht hat, so werden alle Änderungen des Potentials von T durch die Ladungen verursacht sein, die von den Ionen, die auf T treffen, abgegeben werden.

Den Charakter der mit dem Apparat erhaltenen Ablesungen kann die Kurve in Figur 12 versinnbildlichen, wo die Ordinaten die Elektrometerablenkungen darstellen, die in einer gegebenen Zeit erhalten wurden, und die Abszissen die Potentialdifferenz in Volt zwischen den Platten P und Q bezeichnen. Kurve I ist für den Fall, daß negative Ionen, Kurve II, daß positive Ionen gegen die Platte getrieben sind, aufgenommen. Es ist ersichtlich, daß nach einem Punkt, ungefähr bei B, die Kurven auf einige Entfernung gerade Linien sind, daß aber ein Kurventeil links von B sich befindet, welcher anzeigt, daß einige Ionen die Gaze unter geringeren Spannungen erreichen, als wir es erwarten sollten.

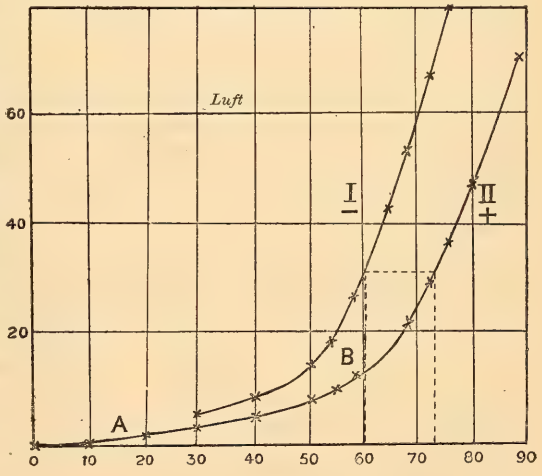


Fig. 12.

Es kann dies möglichenfalls durch Unregelmäßigkeiten im Luftstrome erklärt werden, indem diese Ablenkungen, die dem Teile der Kurve bei A entsprechen, einem zeitweiligen Aufhören des Luftstromes zuzuschreiben sind. Eine Möglichkeit der Auswertung der Beobachtung würde die sein, den linearen Teil der Kurve zu verlängern, bis sie gerade die Horizontale schneidet; in der Figur würde das für Kurve I etwa bei 50 Volt statthaben und für Kurve II bei 60 Volt; wir könnten dann 50 Volt als die Potentialdifferenz zwischen den Platten betrachten, welche den negativen Ionen eine Geschwindigkeit erteilen würde, die gleich derjenigen des Luftstromes wäre, während 60 Volt nötig wäre, um den positiven Ionen dieselbe Geschwindigkeit zu erteilen, so daß unter Feldern von gleicher Größe die Geschwindigkeit der negativen Ionen zu der der positiven sich wie 6 zu 5 verhalten würde. Die wirklich verwandte Methode war etwas anders; die Kurven wurden nur als Orientierungsergebnisse des Experimentes betrachtet, als geeignet für eine Angabe, welche Werte der Potentialdifferenz bei definitiven Beobachtungen Verwendung finden müßten. Denn aus den Kurven in Figur 12 ist klar ersichtlich, daß, um die gleiche Ablenkung, wie wir sie für die negativen Ionen für eine Potentialdifferenz von 60 Volt erhielten, auch für die positiven Ionen zu erhalten, eine Potentialdifferenz nötig ist, die zwischen 72 und 74 Volt liegt; deshalb wurde eine sorgfältige Messungsreihe mit Potentialdifferenzen zwischen diesen Werten angestellt und der wahre Wert der Potentialdifferenz durch Interpolation gefunden. Wenn dieser Wert z. B. wie hier als 73,2 gefunden wurde, so wurde das Geschwindigkeitsverhältnis von negativen zu den positiven Ionen zu 73,2 : 60 angenommen.

Der Potentialfall zwischen den Platten ergab sich infolge der Anhäufung der Ionen nicht gleichförmig. Der wirksame Potentialgradient wurde gemessen und eine Korrektion auf Gleichförmigkeit, die sich etwa auf 2 Prozent beläuft, angebracht. Die von Zeleny erhaltenen Resultate sind in folgender Tabelle wiedergegeben.

Verhältnis der Geschwindigkeit der Ionen.

Gas	Geschwindigkeit der negativen Ionen / Geschwindigkeit der positiven Ionen
Luft	1,24
Sauerstoff	1,24
Stickstoff	1,23
Wasserstoff	1,14
Leuchtgas	1,15
Kohlensäure	1,00
Ammoniak	1,045
Azetylen	0,985
Stickoxyd	1,105

Demnach ist Azetylen das einzige Gas, bei welchem die Geschwindigkeit des negativen Ions geringer als die des positiven ist, und hier ist der Unterschied so gering, daß er innerhalb der Fehlergrenzen des Experimentes liegt. Die Gase waren für dieses Experiment nicht besonders getrocknet; wir haben aber gesehen, daß Feuchtigkeit einen großen Einfluß auf die Verringerung der Geschwindigkeit des negativen Ions ausübt.

Messung von u und v durch eine Methode Zelenys.

26. In einigen später angestellten Experimenten hat Zeleny[1]) die absoluten Werte der Geschwindigkeit des positiven und des negativen Ions bestimmt. Die Methode, die er benutzte, war eine Luftstrommethode, jedoch wirkte bei diesen Experimenten der Luftstrom rechtwinklig zu den Linien der elektrischen Kraft anstatt in gleicher Richtung mit dieser. Eine Methode, ähnlich einer von den eben geschilderten, war vor langer Zeit versucht worden (es ist klar, daß, wenn wir die Geschwindigkeit des Luftstromes kennen und die Punkte, wo die geraden Teile der Kurven I und II die Horizontale schneiden, wir daraus die Geschwindigkeit der beiden Ionen, des positiven und negativen, ableiten können), jedoch hat sie infolge von Störungen in der Verteilung der Geschwindigkeit des Luftstromes, die durch die bei dieser Methode als Elektroden verwendete Drahtgaze verursacht wurden, wieder aufgegeben werden müssen.

Die Theorie der schließlich benutzten Methode ist nun die folgende. Ein Gasstrom strömt zwischen zwei konzentrischen Metallzylindern, welche auf verschiedenem Potential gehalten werden; an einer Stelle wird das Gas durch ein Bündel Röntgenstrahlen im rechten Winkel zur Achse des Zylinders durchsetzt; die Ionen, die hierbei produziert werden, werden durch den Gasstrom parallel zur Achse des Zylinders fortgetragen, während durch das elektrische Feld ihnen eine Geschwindigkeit rechtwinklig zu dieser Achse erteilt wird. Es sei CC' in Fig. 13 der Querschnitt des äußeren Zylinders, DB der des inneren; $dbmn$ sei ein schmales Bündel Röntgenstrahlen, welches das Gas ionisiert. Wenn CC' auf einem höheren Potential als DB ist,

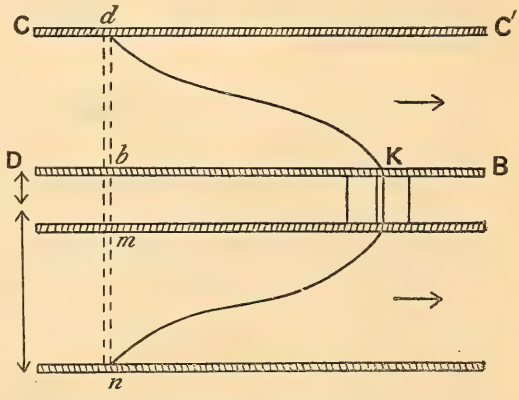


Fig. 13.

1) Zeleny, Phil. Trans. A. 195, p. 193, 1900.

dann werden die positiven Ionen, die von d kommen, sich längs einer gekrümmten Bahn zu den Zylindern bewegen und schließlich den inneren Zylinder in einem Punkte K erreichen, dessen horizontale Entfernung von d eine der bei diesem Experimente zu messenden Größen darstellt. Diese Entfernung X kann leicht durch die Größe der Geschwindigkeit der Ionen unter der elektrischen Kraft Eins ausgedrückt werden. Wenn nämlich b und a die entsprechenden Radien des äußeren und inneren Zylinders darstellen, A die Potentialdifferenz zwischen den Zylindern ist, so ist die radial-elektrische Kraft R, in einer Entfernung r von der gemeinsamen Achse der Zylinder durch die Gleichung gegeben

$$R = \frac{A}{r \cdot \log_e(b/a)}.$$

Demnach wird, wenn v die Geschwindigkeit des Ions unter dem Potentialfall Eins unter der Annahme darstellt, daß die Geschwindigkeit proportional mit dem elektrischen Gefälle ist, wenn V die radiale Geschwindigkeit des Ions in einer Entfernung r von der Achse des Zylinders ist,

$$V = \frac{A \cdot v}{r \cdot \log_e(b/a)}.$$

Ist u die Geschwindigkeit des Gases parallel zur Achse des Zylinders, die wir als x-Achse nehmen wollen, dann ist die Differentialgleichung für die Bahn des Ions gegeben durch

$$\frac{dx}{dr} = \frac{u}{V} = \frac{\log_e(b/a)\, ur}{A \cdot v}.$$

X, die horizontale Entfernung vom Punkte d, von wo die Ionen vom Inneren des Außenzylinders ausgehen, ist demnach durch die Gleichung gegeben:

$$X = \frac{\log_e(b/a)}{A \cdot v} \int_a^b ur \cdot dr.$$

Nun ist $2\pi \int_a^b urdr$ das Volumen des Gases, welches in der Zeiteinheit den Zwischenraum der beiden Zylinder passiert. Wir wollen diese Größe, die leicht meßbar ist, mit Q bezeichnen, dann haben wir

$$X = \frac{\log_e(b/a)\, Q}{2\pi A \cdot v}$$

oder

$$v = \frac{\log_e(b/a)\, Q}{2\pi A \cdot X}. \tag{1}$$

Demnach können wir, wenn wir X kennen, leicht v bestimmen. Die Zeit T, die das Ion braucht, um von einem Zylinder zum anderen zu kommen, ist durch die Gleichung gegeben

$$T = \int_a^b \frac{dr}{V} = \frac{\log_e(b/a)}{A \cdot v} \int_a^b r \cdot dr = \frac{\log_e(b/a)}{2A \cdot v} (b^2 - a^2) = \pi \frac{(b^2 - a^2) X}{Q} \quad (2)$$

Diese Gleichungen sind auf die Ionen, die von der inneren Fläche des äußeren Zylinders ausgehen, anwendbar. In praxi ist die Ionenerzeugung nicht auf die Oberfläche des Zylinders beschränkt, sondern erstreckt sich über eine Schicht db, die von einem Zylinder bis zum anderen reicht. Die Ionen, welche von einem Punkte in db ausgehen, der näher zur Oberfläche des inneren Zylinders liegt als d, werden offenbar längs der Röhre hin durch den Luftstrom nicht so weit getragen werden, wie ein Ion, das von d ausgeht. Demnach geben uns die vorhergehenden Gleichungen die Lage des äußersten Punktes längs des inneren Zylinders an, der durch die Ionen erreicht wird. Um diesen Punkt zu bestimmen, wird der innere Zylinder in zwei voneinander isolierte Teile geteilt, der Teil D links wird an Erde gelegt, während der Teil B zur rechten mit einem Paar der Quadranten eines Elektrometers verbunden ist. Wenn ein konstanter Gasstrom zwischen den Zylindern hindurchgeschickt wird, dann werden, wenn das Potential von CC' über einem bestimmten Wert liegt, alle Ionen aus dem Volumen dd, die sich nach innen zu bewegen, DB links von K erreichen und das Elektrometer nicht beeinflussen. Indem man allmählich das Potential von CC' vermindert, kann man einen Wert ermitteln, der uns gerade angibt, wann die Ionen, die von der äußersten Ecke von d kommen, DB gerade noch zur Linken von K erreichen; wenn dieses Stadium erreicht ist, dann beginnt das Elektrometer abgelenkt zu werden. Wenn wir dann in Gleichung (1) für A die diesem Stadium entsprechende Potentialdifferenz einsetzen und für X den horizontalen Abstand des K von d, so werden wir imstande sein, den Wert von v zu ermitteln.

Korrektionen. Infolge der Diffusion der Ionen werden nicht alle Ionen, die von d ausgehen, genau der Kurve dK folgen, und einige Ionen werden rechts von der Kurve getroffen werden. Die Folge davon ist, daß das Elektrometer schon abgelenkt wird, wenn die Potentialdifferenz A theoretisch genügend groß ist, um alle Ionen auf die linke Seite von K zu schaffen; deshalb wird die bei Beginn der Ablenkungen beobachtete Potentialdifferenz etwas zu groß ausfallen, und infolgedessen wird der Wert von v, der aus Gleichung (1) berechnet wird, etwas zu klein werden. Ähnlich diesen Einflüssen der Diffusion werden die Einflüsse sein, die durch die gegenseitigen Stöße der Ionen hervorgerufen werden. Es ist klar, daß die Größe dieser Wirkung von der Zeit abhängen muß, die das Ion braucht, um den Zwischenraum der Zylinder zu durchqueren; wenn diese Zeit Null wäre, so würde weder Diffusion noch Stoßwirkung Zeit finden, irgend einen Einfluß auszuüben, so daß daraus folgt, daß, je länger die Zeit

ist, die das Ion auf seinem Wege zwischen den Zylindern braucht, um so kleiner der Wert von v ausfallen würde, den man nach dieser Methode erhält.

Die Zeit T hängt nun, wie wir aus Gleichung (2) entnehmen, von der Geschwindigkeit des Luftstromes und der Stärke des Feldes ab; durch Änderung dieser Größen ist es möglich, für eine große Zahl T-Werte die Werte von v zu bestimmen. Die Werte, die man so findet, nehmen, wenn T wächst, wie zu erwarten war, langsam ab. Die Gleichung, die v und T verbindet, wurde experimentell als linear ermittelt. Die Kurven, in denen die Ordinaten die Ionengeschwindigkeit darstellen und die Abszissen die Zeit T, wurden aufgenommen, und die Kurve (die als gerade Linie ermittelt wurde) wurde verlängert, bis sie die Abszisse $T = 0$ schnitt; die entsprechenden Werte von v wurden als die Ionengeschwindigkeiten angesehen. Ein Beispiel solcher Kurven ist in Figur 14 gegeben, die $o's$ und $x's$ sind die Punkte, die durch das Experiment gegeben sind. Die Punkte, in welchen die Kurven die Linie $T = 0$ schneiden, ergeben 1,48 cm/sek. für die Geschwindigkeit des negativen Ions, und 1,34 für die Geschwindigkeit des positiven, wenn der Potentialfall ein Volt pro cm beträgt.

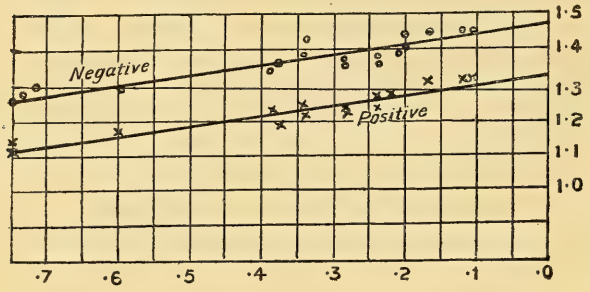


Fig. 14.

Geringe Korrektionen sind wegen der Störung im elektrischen Felde durch das Vorhandensein eines Überschusses der Ionen eines Vorzeichens über die des anderen, in verschiedenen Teilen des Feldes angebracht worden. Es wurde noch besonders experimentell festgestellt, daß die aus der Oberflächenionisation entspringenden Wirkungen nicht in Betracht kamen.

Der Apparat, der verwandt wurde, um diese Methode auszuführen, ist im Schnitt in Figur 15 dargestellt. AA', der äußere Zylinder, hat einen inneren Durchmesser von 5,1 cm und eine Gesamtlänge von 142 cm. Die Teile rechts von V' und links von V bestehen aus Messingrohr; der Teil zwischen VV' war ein Aluminiumrohr von gleichem Durchmesser; diese Stücke wurden so eingesetzt, daß die Röntgenstrahlen durch dasselbe hindurch konnten. Die Röhren wurden luftdicht verkittet und isoliert montiert.

Der innere Zylinder BB' war ein Aluminiumrohr, bei einer Messungsreihe war er 1 cm im Durchmesser, bei einer anderen 2,8 cm;

die Enden dieses Rohres wurden durch konische Stücke verschlossen. Das Rohr ist bei C geteilt und die zwei Teile 0,5 mm voneinander entfernt und durch Ebonitstücke isoliert.

Die innere Röhre wird durch ein Stück Ebonit Q und durch gerade Messingdrähte Y und Y' gehalten. Diese gingen durch Ebonitpflöcke hindurch, die im äußeren Zylinder angebracht waren, und dienten dazu, B' mit Erde und B mit einem Paar der Quadranten eines Elektrometers zu verbinden. Das Elektrometer war von großer Empfindlichkeit und gab 500 Skalenteile Ausschlag für eine Potentialdifferenz von einem Volt. Das schmale vertikale Strahlenbündel wurde durch Bleispalten HH' und LL', die in den Platten S angebracht waren, einjustiert und bei allen Versuchen so belassen. Eine konstante, meßbare Menge Gas wurde durch die Röhre und den Gaso-

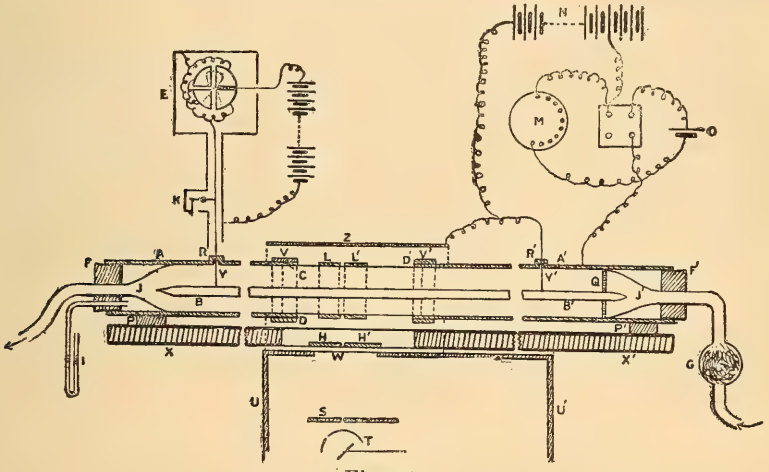


Fig. 15.

meter hindurchgeschickt. Die Experimente sind sowohl mit sorgsam getrockneten Gasen als mit solchen, die mit Wasserdampf gesättigt waren, angestellt. Zwei Experimentalreihen wurden aufgenommen; eine mit einer inneren Röhre von einem cm Durchmesser, die andere mit einem Durchmesser von 2,8 cm; die Resultate, welche die eine Versuchsreihe ergab, stimmten sehr gut mit denen aus der anderen überein.

Die Werte der Ionengeschwindigkeit, die nach dieser Methode erhalten wurden, sind in der folgenden Tabelle wiedergegeben; sie wurden alle auf den Druck von 760 mm Quecksilber reduziert (siehe S. 34), unter der Annahme, daß die Ionengeschwindigkeit unter einem gegebenen Potentialfall umgekehrt proportional dem Druck ist.

Die Intensität der Ionisierung wurde dadurch verändert, daß man die Röntgenstrahlen durch Aluminiumplatten verschiedener Dicke hin-

durchtreten ließ, hierbei ergaben sich die Ionengeschwindigkeiten als unabhängig von der Intensität der Strahlen.

Gas	Geschwindigkeit in cm per Sek. unter einem Potentialfall von einem Volt per cm		Verhältnis der Geschwindigkeit des negativen zum positiven Ion	Temperatur in Celsius-Graden
Trockene Luft.....	1,36	1,87	1,375	13,5
Feuchte Luft.....	1,37	1,51	1,10	14
Trockener Sauerstoff .	1,36	1,80	1,32	17
Feuchter Sauerstoff ..	1,29	1,52	1,18	16
Trockene Kohlensäure	0,76	0,81	1,07	17,5
Feuchte Kohlensäure .	0,82	0,75	0,915	17
Trockener Wasserstoff	6,70	7,95	1,19	20
Feuchter Wasserstoff	5,30	5,60	1,05	20

Die von Zeleny erhaltenen Resultate stimmen gut mit denen überein, die von Rutherford für die Summe der Geschwindigkeiten (siehe S. 38) für Luft, Sauerstoff und Wasserstoff erhalten wurden, wenn man Unsicherheiten berücksichtigt, die bei den Rutherfordschen Messungen aus dem nicht bestimmten Grade der Feuchtigkeit der Gase resultierten. Es ist jedoch für Kohlensäure eine bedeutende Diskrepanz vorhanden, da 2,15 cm pro Sekunde der Wert der Summe der Geschwindigkeiten, den Rutherford erhielt, nahezu 40 Prozent größer ist als der Wert 1,57, den Zeleny erhielt, und da Zeleny fand, daß diese Summe dieselbe blieb, ob das Gas trocken oder feucht war, so kann man diese Diskrepanz nicht auf die Feuchtigkeit bei den Rutherfordschen Gasen schieben.

Methode einer Geschwindigkeitsbestimmung durch Messung der Zahl der Ionen, die in einem radialen elektrischen Felde zu den Wänden einer von einem Gasstrom durchquerten Röhre von gegebener Länge gehen.

Rutherfords Methode um d. Unabhängigkeit der Ionengeschwindigkeit für den Fall der Ionisation durch Uranstrahlung u. durch Röntgenstrahlung zu erweisen.

27. Das Prinzip dieser Methode, das von Rutherford[1]) verwandt wurde, um die Geschwindigkeiten der Ionen, die durch Uranstrahlen erzeugt sind, zu messen, ist das folgende. Angenommen, ionisierte Luft wird durch eine lange Röhre hindurchgeblasen, längs deren Achse sich ein geladener positiver Draht befindet, so wird das elektrische Feld rings um den Draht herum die negativen Ionen zum Draht hinführen, und demnach wird das Gas eines gewissen Bruchteiles der Ionen beraubt werden, die Zahl der Ionen, die so dem Gase entzogen werden, wird von dem Geschwindigkeitsverhältnis des Ions im elektrischen Felde zum Luftstrome abhängen; wenn die Ionen-

1) Rutherford, Phil. Mag. V, 47, p. 109, 1899.

geschwindigkeit ungeheuer viel größer wäre als die Geschwindigkeit des Luftstromes, so würden alle Ionen dem Gase entzogen werden, während für den Fall, daß die Geschwindigkeit des Luftstromes sehr viel größer wäre als die Ionengeschwindigkeit, alle entkommen würden.

Wir sehen aus Gleichung (2) auf S. 47, daß die Zeit t, die erforderlich ist, damit ein Ion den Draht erreicht, durch den Ausdruck

$$t = \frac{r^2 - a^2}{2Au_2} \log_e \frac{b}{a} \qquad (1)$$

gegeben ist, wo r die Entfernung der Achse der Röhre von dem Punkte ist, von dem das Ion ausgeht, B der innere Radius der Röhre, a der äußere Radius des Drahtes, A die Potentialdifferenz zwischen Draht und Röhre (indem der Draht auf höherem Potential sich befindet) und u_2 die Geschwindigkeit des negativen Ions im Potentialfall Eins. Wenn wir in Gleichung (1) t gleich der Zeit setzen, welche der Luftstrom braucht, um von einem Ende der Röhre zum anderen zu kommen, so ist ersichtlich, daß alle Ionen, deren Entfernung von der Achse der Röhre kleiner ist als der Wert von r, der durch Gleichung (1) gegeben ist, den Draht erreichen; wenn demnach ϱ das Verhältnis der Ionenzahl ist, die dem Gase entzogen werden, zu der Gesamtzahl der Ionen, so haben wir unter der Annahme, daß die Ionen gleichförmig über den ganzen Querschnitt der Röhre verteilt sind,

$$\varrho = \frac{r^2 - a^2}{b^2 - a^2} = \frac{2Au_2 t}{(b^2 - a^2)\log_e(b/a)}$$

oder

$$u_2 = \frac{\varrho(b^2 - a^2)\log_e(b/a)}{2At}. \qquad (2)$$

Die Anordnung, die von Rutherford benutzt wurde, ist in Fig. 16 dargestellt.

Eine Papierröhre, die mit Uraniumoxyd bedeckt ist, wird in eine Metallröhre T von 4 cm Durchmesser hineingesteckt. Ein Luftstrom

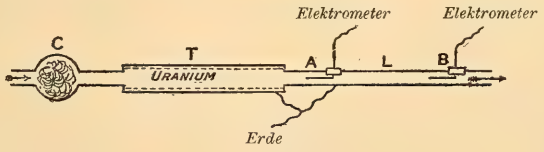


Fig. 16.

von einem Gasometer passiert zunächst einen Pfropfen Baumwolle C, um den Staub zu entfernen, und tritt dann in eine langes Metallrohr AB, das an Erde gelegt wird; in diesem Rohr sind zylindrische Elektroden A und B isoliert angebracht, so daß sie koaxial mit dem Rohre sind. Die Elektrode A empfängt ihre Ladung von einer Bat-

terie, und die Elektrode B ist mit einem Paar Quadranten eines Elektrometers verbunden. Wenn B anfänglich auf ein Potential von gleichem Vorzeichen wie A (etwa positivem) geladen wird, das groß genug ist, um Sättigungsstrom hervorzurufen, dann gibt der Elektrizitätsverlust des Elektrometers die Zahl der Ionen an, welche bei dem Durchstreichen des Luftstromes durch das Rohr dem Abfangen durch die Elektrode A entgangen sind; indem man den Elektrizitätsverlust, wenn die Elektrode nicht geladen ist, mit dem vergleicht, wenn sie auf ein bekanntes Potential geladen ist, kann man den Wert von ϱ in Gleichung (2) bestimmen.

Rutherford benutzte diese Anordnung nicht, um direkt die Geschwindigkeit der Ionen, die durch Uraniumstrahlung erzeugt sind, zu messen, sondern bewies mit ihr, daß die Geschwindigkeit dieser Ionen gleich der ist, die bei Ionisation durch Röntgenstrahlen erhalten wird. Zu diesem Zwecke wurde nach Messung von ϱ mit dem Uraniumzylinder dieser durch einen Aluminiumzylinder ersetzt und den Röntgenstrahlen exponiert; die Stärke der Strahlung wurde so justiert, daß der Ionisationsgrad in beiden Fällen nahezu der gleiche war; die Messung von ϱ wurde alsdann unter Einwirkung von Röntgenstrahlen angestellt und identisch mit der befunden, die sich ergeben hatte, wenn die Ionisation durch Uraniumstrahlung erzeugt wurde; das beweist, daß die Ionengeschwindigkeiten in beiden Fällen die gleichen sind.

Geschwindigkeit der Ionen in der Luft über Flammen, elektrischen Bögen und glühenden Drähten.

28. Eine Methode, die im Prinzip dieselbe ist, wie die eben beschriebene, wurde zuerst von McClelland benutzt, um die Geschwindigkeit der Ionen, die durch Flammen[1]), Bögen und glühende Drähte[2]) erzeugt werden, zu messen. Die Resultate dieser Experimente zeigten, daß die Geschwindigkeit der Ionen sehr abnimmt, wenn sie in kältere Teile der Flammen kommen, was vermuten läßt, daß eine rapide Kondensation von irgendwelchen Verbrennungsprodukten der Flamme rings um die Ionen stattfindet. Die Verringerung der Geschwindigkeit ist deutlich ersichtlich aus folgender Tabelle, die von McClelland gegeben ist.

Entfernung des Punktes, an dem die Geschwindigkeit gemessen wurde, von der Flamme	Temperatur an diesem Punkte	Geschwindigkeit der Ionen in einem Gefälle von einem Volt pro Zentimeter
5,5 cm	230° C	0,32 cm/sek.
10 cm	160° C	0,21 cm/sek.
14,5 cm	105° C	0,04 cm/sek.

1) McClelland, Phil. Mag. V, 46, p. 29, 1898.
2) McClelland, Proc. Cambr. Phil. Soc. X, p. 241, 1899.

Diese Geschwindigkeiten sind alle klein, verglichen mit den Geschwindigkeiten der Ionen, die durch Röntgenstrahlen oder radioaktive Substanzen erzeugt sind. Im Fall der Ionen, die von Flammen kommen, wie in den anderen Fällen bewegen sich die negativen Ionen schneller als die positiven.

McClelland benutzte dieselbe Methode zur Bestimmung der Geschwindigkeiten der Ionen, die vom elektrischen Bogen oder von glühenden Drähten produziert werden; er fand in diesen Fällen dieselbe Veränderlichkeit, wie er sie vorher für Flammen beobachtet hatte; im Fall des elektrischen Bogens und der Drähte fand er jedoch, daß, je heißer die Flamme oder der Draht war, um so geringer die Geschwindigkeit des Ions ausfiel. Wir werden zur Betrachtung dieser Phänomene zurückkehren, wenn wir die elektrischen Eigenschaften der Flammen und Bögen zu diskutieren haben.

Bestimmung der Ionengeschwindigkeit durch ein elektrisches Wechselstromfeld.

Bestimmung der Ionengeschwindigkeit bei Ionisation durch ultraviolettes Licht (Rutherford).

29. Die folgende Methode, die nur angewandt werden kann, wenn die Ionisation auf eine dünne Schicht des Gases beschränkt ist, und wenn nurmehr alle Ionen von einem Vorzeichen sind, ist außerordentlich bequem und gleichzeitig genau. Sie wurde von Rutherford[1]) verwandt, um die Geschwindigkeiten der negativen Ionen zu bestimmen, die dicht an einer Metallplatte erzeugt werden, wenn diese Platte durch ultraviolettes Licht bestrahlt wird. Das Prinzip der Methode ist folgendes. AB (Fig. 17) ist eine horizontale Platte, welche aus gut poliertem Zink hergestellt wird; sie ist sorgfältig isoliert und kann mit Hilfe einer Schraube vertikal, auf- und abwärts bewegt werden; sie ist mit einem Paar der Quadranten eines Elektrometers verbunden, dessen anderes Paar

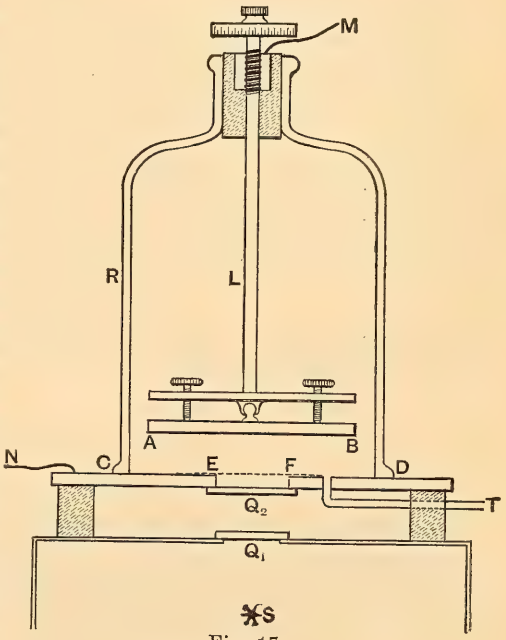


Fig. 17.

1) Rutherford, Proc. Cambr. Phil. Soc. IX, p. 401, 1898.

an Erde gelegt ist. CD, die Grundplatte des Apparates, enthält ein Loch EF; dieses Loch wird mit feiner Gaze bedeckt, und ultraviolettes Licht geht durch die Gaze und fällt auf die Platte AB. CD ist mit einer Wechselstromdynamo oder irgendeiner anderen Stromquelle, die eine wechselnde Potentialdifferenz erzeugen kann, die eine einfache harmonische Funktion der Zeit ist, verbunden; der andere Pol des Apparates ist an Erde gelegt.

Angenommen, daß zu irgendeiner Zeit das Potential von CD höher als dasjenige von AB ist, so werden die negativen Ionen bei AB nach CD hingezogen werden, und werden so lange fortfahren, sich in dieser Richtung zu bewegen, als das Potential von CD höher als das von AB ist. Wenn jedoch die Potentialdifferenz von CD und AB ihr Vorzeichen wechselt, bevor die negativen Ionen CD erreichen, so werden alle negativen Ionen zurück nach AB getrieben werden, so daß diese Platte keine negative Ladung verlieren wird. AB wird demnach nicht eher negative Elektrizität zu verlieren beginnen, bis die Entfernung zwischen den Platten AB und CD kleiner als die Entfernung ist, die von dem negativen Ion während der Zeit zurückgelegt wird, während der das Potential von CD größer als das von AB ist. Die Methode besteht nun darin, daß die Entfernung zwischen den Platten so lange zu verändern ist, bis AB gerade beginnt, negative Ladung zu verlieren, wenn wir dann die Entfernung kennen, sowie die Schwingungszahl und den maximalen Wert der Potentialdifferenz, so können wir hieraus die Ionengeschwindigkeit des negativen Ions ableiten. Denn wenn die Potentialdifferenz zwischen CD und AB zur Zeit t gleich $a \sin pt$ ist, und wenn d gleich der Entfernung zwischen diesen Platten ist, so ist die elektrische Kraft gleich $(a/d) \sin pt$, und wenn dann u die Geschwindigkeit der Ionen im Felde Eins bezeichnet, so wird die Geschwindigkeit des negativen Ions in diesem Felde gleich

$$u(a/d) \sin pt,$$

wenn demnach x die Entfernung des Ions von der Platte AB zur Zeit t ist, so haben wir

$$\frac{dx}{dt} = \frac{u \cdot a}{d} \sin pt \quad \text{oder} \quad x = \frac{u \cdot a}{d \cdot p}(1 - \cos pt),$$

wenn $x = 0$ zur Zeit $t = 0$ ist.

Demnach ist die größte Entfernung, die das Ion von der Platte AB erreichen kann, gleich $2ua/pd$. Wenn die Entfernung zwischen den Platten allmählich verringert wird, so wird die Platte AB anfangen, an negativer Ladung zu verlieren, wenn

$$d = \frac{2ua}{pd} \qquad \text{oder} \qquad u = \frac{pd^2}{2a}$$

ist. Wenn wir demnach p, a und d messen, so können wir u bestimmen.

Auf diese Weise fand Rutherford für die Geschwindigkeiten im Potentialfall von 1 Volt pro cm für das negative Ion, welches durch ultraviolettes Licht an einer Zinkplatte erzeugt wurde, die folgenden Werte für trockene Gase.

Gas	Ionengeschwindigkeit
Luft	1,4 cm/sek.
Wasserstoff	3,9 cm/sek.
Kohlensäure	0,87 cm/sek.

Diese Werte unterscheiden sich nur wenig von denen, die durch Röntgenstrahlen gefunden wurden.

Rutherford fand, daß die Geschwindigkeit der Ionen unabhängig war vom Metall, aus welchem die Platte AB gemacht war, und er bewies durch diese Methode, daß die Geschwindigkeit der Ionen unter einem konstanten Potentialfall umgekehrt proportional mit dem Drucke sich ändert, für irgend einen Wert bis zum Drucke von 34 mm Quecksilber, dem niedrigsten Drucke, bei welchem er arbeitete.

Chattocks Methode der Messung der Geschwindigkeiten der Ionen, die durch elektrische Spitzenentladung erhalten sind.

Ionengeschwindigkeit bei Spitzenentladung.

30. Die vorhergehenden Methoden würden sehr unzweckmäßig für den Fall sein, daß das elektrische Feld von solcher Stärke und die Geschwindigkeit der Ionen deshalb von solcher Größe ist, wie sie es in dem Fall ist, daß Elektrizität sich von einem spitzenförmigen Leiter entlädt. Für diesen Fall, in welchem die Ionen in sehr geringer Entfernung von der Spitze alle von gleichem Vorzeichen sind, hat Chattock[1]) eine sehr sinnreiche Methode angegeben, mit welcher er imstande war, die Geschwindigkeiten dieser Ionen zu messen. Das Prinzip der

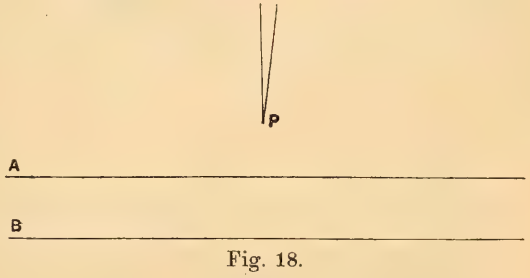


Fig. 18.

1) Chattock, Phil. Mag. V, 48, p. 401, 1899; Chattock, Walker u. Dixon, Phil. Mag. VI, 1, p. 79, 1901.

Methode ist das folgende. P stellt eine vertikale Nadel dar, welche Elektrizität aus ihrer Spitze in die umgebende Luft entlädt. Wir wollen die elektrische Kraft, die auf die Ionen, die zwischen zwei horizontalen Ebenen A und B (Fig. 18) eingeschlossen sind, wirkt, berechnen.

Wenn Z die vertikale Komponente der elektrischen Kraft, ϱ die Dichte der Elektrizität ist, so wird die resultierende Kraft F, die auf die Ionen, welche zwischen A und B eingeschlossen sind, wirkt, vertikal zu A sein, und gleich sein

$$\int\int\int Z\varrho\, dx \cdot dy \cdot dz.$$

Wenn die Geschwindigkeit des Ions im Felde Eins gleich u ist, dann ist w, die vertikale Geschwindigkeit des Ions, gleich uZ. Wenn alle Ionen von einem Vorzeichen sind, so daß u für alle Ionen den gleichen Wert hat, so haben wir, da ja $Z = w/u$ ist,

$$F = \frac{1}{u}\int\int\int w\varrho\, dx \cdot dy \cdot dz.$$

Da nun die Ionen alle von gleichem Vorzeichen sind, so ist

$$\int\int\int \varrho w\, dx \cdot dy$$

die Menge Elektrizität, die in der Zeiteinheit einen horizontalen Querschnitt durchströmt; sie ist die gleiche für alle horizontalen Ebenen und ist gleich i, wenn i der elektrische Strom ist, der von der Nadelspitze ausgeht; demnach haben wir

$$F = \frac{i}{u}\int dz = \frac{i}{u}(z_B - z_A),$$

wo $z_B - z_A$ der vertikale Abstand zwischen den Platten A und B ist. Dieser Kraft muß das Gleichgewicht durch den Unterschied des Gasdruckes über A und B gehalten werden; wenn demnach p_B, respektive p_A den Totaldruck über den Platten A und B bedeuten, so haben wir

$$F = p_B - p_A$$

und demnach

$$u = \frac{i(z_B - z_A)}{p_B - p_A}. \tag{1}$$

Also können wir durch Messung der Druckunterschiede und des Stromes, der von der Spitze ausgeht (die letzte Messung ist leicht auszuführen, wenn man ein Galvanometer in Serie mit der Nadel schaltet), den Wert von u ermitteln.

Der Apparat, der von Chattock verwendet wurde, um diese Methode auszuführen, ist in Fig. 19 dargestellt.

Die entladende Nadel ist in einer Glasröhre befestigt die an

einem Ende B ausgezogen ist; die Nadel entlädt sich nach einem Ringe A, der aus einem blanken Metall hergestellt ist; Nadel und Ring sind in eine weitere Glasröhre E eingeschlossen, deren Enden mit zwei Röhren T_1 und T_2 in Verbindung stehen, welche die Schenkel eines U-Rohres bilden und mit Wasser gefüllt als Manometer dienen; der Ring A kann längs der Röhre mit Hilfe einer Schraube verschoben werden. In diesem Apparat ist, da kein Strom links von dem Ringe oder rechts von der Spitze existiert, für den Fall, daß wir $z_B - z_A$ gleich der Entfernung der Spitze vom Ringe setzen, und w die Druckdifferenz in Dynen pro Quadratzentimeter Querschnitt im Manometer gemessen, darstellt und A der Querschnitt der Röhre ist,

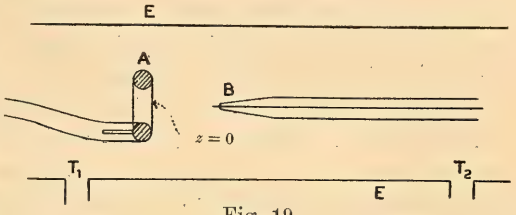


Fig. 19.

$$p_B - p_A = wA + p',$$

wo p' der Teil des Druckes ist, der auf den Ring kommt. Wir haben nach Gleichung (1)

$$w = \frac{i}{Au}(z_B - z_A) + \frac{p'}{A}.$$

Es wurde angenommen, daß, bei bedeutenderer Entfernung der Spitze vom Ringe, p' unabhängig von z sei; unter dieser Annahme haben wir, wenn Δw, Δz entsprechende Änderungen für w und z bedeuten,

$$\frac{\Delta w}{\Delta z} = \frac{i}{A \cdot u};$$

aus dieser Gleichung wurde u berechnet.

Die Ionengeschwindigkeit des positiven Ions ist dieselbe, wie bei den früheren Ionisationsmethoden.

Chattock fand für die Geschwindigkeiten des negativen und positiven Ions in Luft unter einem Potentialfall von einem Volt per Zentimeter 1,8 cm/sek. und 1,38 cm/sek.; diese Werte sind in guter Übereinstimmung mit denen, die für die Ionen gefunden wurden, die durch Röntgenstrahlen erzeugt sind, und hieraus schließen wir, daß die Ionen in beiden Fällen die gleichen sind. In einer zweiten Abhandlung hat Chattock seine Methode auf Wasserstoff, Sauerstoff und Kohlensäure ausgedehnt, und wiederum hat sich enge Übereinstimmung zwischen den Geschwindigkeiten der Ionen, welche durch Spitzenentladungen hervorgerufen sind, und den durch radioaktive Substanzen hervorgerufenen ergeben. Während aber die Bestimmung der Ionengeschwindigkeiten für das positive Ion in allen Gasen große Konstanz zeigte, ergaben sich in einzelnen Fällen bedeutende Variationen, welche nicht Fehlerquellen zugeschrieben werden können, für die Werte der Geschwindigkeiten des negativen Ions. Das war speziell beim Wasserstoff der Fall, wo die Werte

der Ionengeschwindigkeiten des negativen Ions von 6,8 bis zu 8,5 variierten; in anderen Gasen sind die Unterschiede nicht so ausgebildet. Chattock schreibt diese Unterschiede den in der entladenden Spitze okkludierten Gasen zu; wenn diese Spitze negativ ist, werden diese okkludierten Gase teilweise abgegeben und helfen ihrerseits mit, die Entladung zu bewerkstelligen, und da die Geschwindigkeit der Wasserstoffionen sehr groß ist, verglichen mit der anderer Ionen, so ist es einleuchtend, daß eine kleine Beimischung anderer, langsamer sich bewegender Ionen eine bedeutende Erniedrigung der wahren Geschwindigkeit hervorrufen kann. Wenn die Spitze positiv ist, so wird das anhaftende Gas entweder als nicht abgegeben angesehen oder, wenn es abgegeben wird, als für die Entladung selbst sich passiv verhaltend betrachtet. Diese Erklärung ist im Einklang mit anderen Erscheinungen, die mit der Entladung der Elektrizität von Metallen in Zusammenhang stehen; wir werden sehen, daß bei der elektrischen Entladung durch Gase bei niederem Druck okkludiertes Gas von der Kathode abgegeben wird, und daß der Betrag des so abgegebenen Gases einen sehr beträchtlichen Einfluß auf die Erscheinungen hat. Die Werte, die von Chattock für die Geschwindigkeit der Ionen, die durch Spitzenentladung erzeugt werden, erhalten wurden, sind in der folgenden Tabelle wiedergegeben, in welcher V_+ die Geschwindigkeit des positiven Ions, V_- die des negativen Ions und $\overline{V}$ das Mittel dieser Geschwindigkeiten bezeichnet. Die Gase waren getrocknet.

Gas	V_+	V_-	$\overline{V}$	V_-/V_+
Wasserstoff	5,4	7,43	6,41	1,38
Kohlensäure	0,83	0,925	0,88	1,11
Luft	1,32	1,80	1,55	1,36
Sauerstoff	1,30	1,85	1,57	1,42

Identität der Ionenladung in Gasen und in Lösungen.

31. Wir sahen auf S. 36, daß der Koeffizient der Diffusion D eines Ions durch ein Gas mit der Geschwindigkeit u desselben Ions durch dasselbe Gas im Felde Eins durch die Gleichung

$$\frac{u}{D} = \frac{N \cdot e}{\Pi}$$

verbunden ist, wo N die Zahl der Moleküle in einem cbcm des Gases bei einem Druck von Π Dynen pro Quadratzentimeter ist. Man muß sich hierbei vergegenwärtigen, daß diese Beziehung unter der Annahme erhalten wurde, daß eine Zahl Ionen in einem gegebenen Volumen denselben Druck hervorruft wie dieselbe Zahl Moleküle eines vollkommenen Gases bei derselben Temperatur, mit anderen Worten, daß die Ionen sich wie ein vollkommenes Gas in Hinsicht auf den Druck verhalten. Da wir gesehen haben, daß die Ionen im Gase von

atmosphärischem Druck wahrscheinlich aus Anhäufungen bestehen, die im Vergleiche mit den Molekülen eines vollkommenen Gases kompliziert sind, so müssen wir diese Beziehung als eine Näherung ansehen, die namentlich dann aufhören wird zu bestehen, wenn die Ionen so groß werden, wie dies in den kälteren Teilen der Flamme oder in der Nähe von glühenden Drähten der Fall ist.

Wenn wir die Werte von D, wie sie von Townsend erhalten wurden, und (1) die Werte von u, nach Rutherford, (2) die nach Zeleny zusammenstellen, so erhalten wir die in folgendem wiedergegebenen Werte für $Ne \cdot 10^{-10}$, wo e in elektrostatischen Einheiten ausgedrückt ist.

Aus Rutherfords Experimenten über die mittlere Geschwindigkeit der Ionen im Gase und die mittleren Diffusionskoeffizienten, die von Townsend erbracht wurden, ergibt sich

I

Gas	$Ne \cdot 10^{-10}$
Luft	1,35
Sauerstoff	1,25
Kohlensäure	1,30
Wasserstoff	1,00

Aus Zelenys Werten für die Geschwindigkeiten der Ionen und Townsends für die Diffusionskoeffizienten erhalten wir

II

Gas	Feuchtes Gas		Trockenes Gas	
	positive Ionen	negative Ionen	positive Ionen	negative Ionen
Luft	1,28	1,29	1,46	1,31
Sauerstoff	1,34	1,27	1,63	1,37
Kohlensäure	1,01	0,87	0,99	0,93
Wasserstoff	1,24	1,18	1,63	1,25

Da eine elektromagnetische Einheit oder $3 \cdot 10^{10}$ elektrostatische Einheiten beim Durchgang durch angesäuertes Wasser 1,23 cbcm Wasserstoff bei der Temperatur von 15° C und einem Druck von 760 mm Quecksilber frei machen, und da in 1,23 cbcm Gas 2,46 N Atome Wasserstoff vorhanden sind, so haben wir, wenn E die Ladung in elektrostatischen Einheiten, die am Wasserstoffatom bei der Elektrolyse von Lösungen haftet, ist:

$$2{,}46\, N \cdot E = 3 \cdot 10^{10} \quad \text{oder} \quad NE = 1{,}22 \cdot 10^{10}.$$

Das Mittel aller Werte von Ne in Tabelle I und II ist $1{,}24 \cdot 10^{10}$.

Wir schließen daraus, erstens, daß die Ladungen der gasförmigen Ionen die gleichen sind, ob das Ion in Luft, Sauerstoff, Wasserstoff oder Kohlensäure erzeugt ist, zweitens, daß diese Ladung dieselbe ist, wie sie am Wasserstoffatom bei der Elektrolyse wässeriger Lösungen haftet.

Abweichungen, die größer sind als den Fehlerquellen entspricht, sind wahrscheinlich der Berechnung zuzuschreiben.

Der Beweis der Gleichheit der Ladungen der Ionen in den verschiedenen Gasen wurde zuerst vom Autor durch direkte Messung der am Ion haftenden Ladung für gasförmige Ionen erbracht. Wenn auch die Abweichungen der Werte von *Ne*, die in Tabelle I und II gegeben sind, größer sind, als wir sie aus der Genauigkeit, mit welcher die Experimente angestellt sind, hätten erwarten sollen, so sind sie doch nicht hinreichend regelmäßig, um uns in den Stand zu setzen, irgend welche Schlüsse daraus zu ziehen. So ist z. B. in Tabelle I *Ne* für Kohlensäure bedeutend größer als für Wasserstoff, während es in Tabelle II sehr viel kleiner ist. Wir müssen aber daran denken, daß diese Resultate unter der Annahme erhalten sind, daß sich die Ionenkomplexe wie vollkommene Ionen verhalten; wenn sie sich wie Dämpfe verhielten, würden die unter dieser Voraussetzung erhaltenen Werte etwas zu groß sein.

Ströme im Gase, die durch die Bewegung der Ionen durch dasselbe verursacht sind.

Mechanischer Druck infolge der Polarisationsgebiete d. Sättigungsstromes.

32. Da die geladenen Ionen, die sich in einem elektrischen Felde befinden, schließlich eine gleichmäßige Bewegung annehmen, in welcher sie keine Beschleunigung mehr haben, so wird die durch das Feld auf die Ionen ausgeübte Kraft sich auf das Gas übertragen. Es wird demnach, wenn in irgend einem Bereich ein Überschuß von Ionen einer Art über die entgegengesetzte Art sich befindet, eine resultierende Kraft in diesem Bereiche auf das Gas einwirken, von welcher unter Umständen Strömungen im Gase ausgehen können. Wenn wir demnach den Fall eines Stromes annehmen, der durch ein ionisiertes Gas zwischen parallelen Metallplatten fließt, so wird, wie wir weiter unten sehen werden, ein Überschuß von positiven Ionen in der Gasschicht in der Nähe der negativen Platte und von negativen Ionen in der Schicht nahe der positiven Platte vorhanden sein; auf diese Schichten werden infolgedessen Kräfte wirken, die dahin zielen, sie gegen die zugehörigen Platten zu treiben. Wären diese Platten unbegrenzt, so würde diesen Kräften durch einen Gegendruck in der Nähe der Platten das Gleichgewicht gehalten, wenn aber die Platten begrenzt sind, so bleibt dieser Drucküberschuß unkompensiert; infolgedessen bewegt sich das Gas auf die Rückseite der Platten, so daß Strömungen des Gases sich einstellen.

Diese Strömungen sind von Zeleny[1]) mit Hilfe des in Fig. 20 dargestellten Apparates beobachtet worden. A und B sind zwei parallele Metallplatten, die mit den entgegengesetzten Polen einer Hochspannungsbatterie verbunden sind. Die Platten sind in einem abgeschlossenen Raum angebracht, dessen Wände P und P' aus Paraffinblöcken bestehen, während die beiden anderen Seiten aus Glas sind, damit der Beobachter hineinsehen kann. Der Boden des Raumes ist aus Holz hergestellt, Röntgenstrahlen dringen durch dasselbe und ionisieren die Luft zwischen den Platten. Das Gefäß R enthält flüssigen Ammoniak, von welchem gasförmiger Ammoniak durch die Röhre S in den abgeschlossenen Raum eindringt. Die Röhren T und T' enthalten Tropfen flüssiger Salzsäure. Die Teilchen Ammoniumchlorid, die an den unteren Enden der Röhren sich bilden, wo die Säure mit dem Ammoniak in Berührung kommt, sinken langsam, indem sie scharf begrenzte, vertikale weiße Strömungen a und b in der Nähe der Platten A und B erzeugen. Diese Strömungen sind so lange vertikal, als die Röntgenstrahlen und das elektrische Feld nicht gleichzeitig wirken. Wenn jedoch das Gas den Strahlen ausgesetzt ist, während gleichzeitig das elektrische Feld vorhanden ist, so werden die Strömungen gegen die Platten hin so abgelenkt, wie das durch die punktierten Linien in der Figur angedeutet ist. Um zu zeigen, daß dies nicht irgend einer Ladung der festen Teilchen des Ammoniumchlorides zuzuschreiben ist, wurde das Experiment mit Strömen von Kohlensäuregas wiederholt; der Unterschied im Brechungsindex zwischen diesem Gase und Luft ist ausgeprägt genug, um die Strömungen sichtbar zu machen; es zeigte sich, daß diese Strömungen wie die des Ammoniumchlorids gegen die Platte abgelenkt wurden.

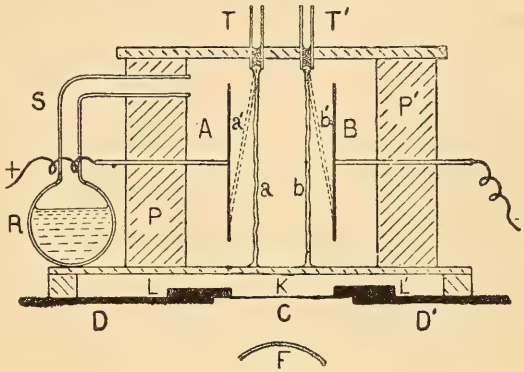


Fig. 20.

33. Zusammenfassend erscheint es nützlich, eine Tabelle aufzustellen, welche die Messungsergebnisse über die Ionengeschwindigkeiten enthält, die bis zum Jahre 1902 erhalten wurden. Die Geschwindigkeiten sind in Zentimetern pro Sekunde für den Potential- Tabelle der Ionen-geschwindigkeiten.

1) Zeleny, Proc. Cambr. Phil. Soc. X, p. 14, 1898.

fall von einem Volt pro cm ausgedrückt. V_+, V_- bedeuten die Geschwindigkeiten des positiven resp. negativen Ions, V das Mittel beider Geschwindigkeiten.

Geschwindigkeit der Ionen.

Gas	V_+	V_-	V	Beobachter
Ionen durch Röntgenstrahlen				
Luft	—	—	1,6	Rutherford
Trockene Luft	1,36	1,87	1,61	Zeleny
Feuchte Luft	1,37	1,51	1,44	Zeleny
Sauerstoff	—	—	1,4	Rutherford
Trockener Sauerstoff	1,36	1,80	1,58	Zeleny
Feuchter Sauerstoff	1,29	1,52	1,405	Zeleny
Kohlensäure	—	—	1,07	Rutherford
Trockene Kohlensäure	0,76	0,81	0,78	Zeleny
Feuchte Kohlensäure	0,82	0,75	0,78	Zeleny
Wasserstoff	—	—	5	Rutherford
Trockener Wasserstoff	6,70	7,95	7,2	Zeleny
Feuchter Wasserstoff	5,30	5,60	5,45	Zeleny
Stickstoff	—	—	1,6	Rutherford
Schwefeldioxyd	—	—	0,5	Rutherford
Salzsäuregas	—	—	1,27	Rutherford
Chlor	—	—	1,0	Rutherford
Ionen durch ultraviolettes Licht				
Luft	—	1,4	—	Rutherford
Wasserstoff	—	3,9	—	Rutherford
Kohlensäure	—	0,78	—	Rutherford
Ionen von Flammen				
Geschwindigkeit variiert von 0,04 bis 0,23				McClelland
Ionen durch die Spitzenentladung				
Wasserstoff	5,4	7,43	6,41	Chattock
Kohlensäure	0,83	0,925	0,88	Chattock
Luft	1,32	1,80	1,55	Chattock
Sauerstoff	1,30	1,85	1,57	Chattock

Potentialfall zwischen zwei parallelen Platten, die in ionisiertem Gas auf verschiedenem Potential gehalten werden.

Messung d. Potentialfalls; elektrische Fehlerquellen.

34. Zuerst hat Zeleny[1]) und dann unabhängig Child[2]) gezeigt, daß beim Übergang der Elektrizität zwischen zwei Platten in ionisiertem Gase der Potentialfall zwischen den Platten nicht gleichförmig stattfindet, sondern am größten in der Nähe der Elektroden ist. Die

1) Zeleny, Phil. Mag. V, 46, p. 120, 1898.
2) Child, Wied. Ann. 65, p. 152, 1898.

Potentialdifferenz zwischen einer der Platten und irgend einem Punkte im Gase kann mit Hilfe eines Wasser- oder Quecksilbertropfers gemessen werden; die bequemste Methode ist jedoch, an die zu untersuchende Stelle einen feinen Draht zu bringen; er nimmt sehr weitgehend das Potential an dieser Stelle auf. Es ist jedoch in diesem Falle notwendig, einige Vorsichtsmaßregeln zu treffen. Vor allem ist dies nötig, wenn die Zahl der Ionen im Gase klein ist; der Draht nimmt dann nur langsam das Potential der Umgebung an, und es ist wichtig, daß das Instrument, welches man benutzt, um das Potential des Drahtes zu messen, sehr kleine Kapazität besitzt. Diese Umstände machen es oft wünschenswert, das Potential des Drahtes mit Hilfe eines kleinen Goldblattelektroskopes anstatt mit einem Quadrantenelektrometer zu messen, das, wenn auch empfindlicher für Potentialdifferenzen, so doch von viel größerer Kapazität ist. Ein anderer Punkt, auf den Obacht gegeben werden muß, ist der, daß ein Draht, der in ein Bereich kommt, wo die Ionen alle von einem Vorzeichen

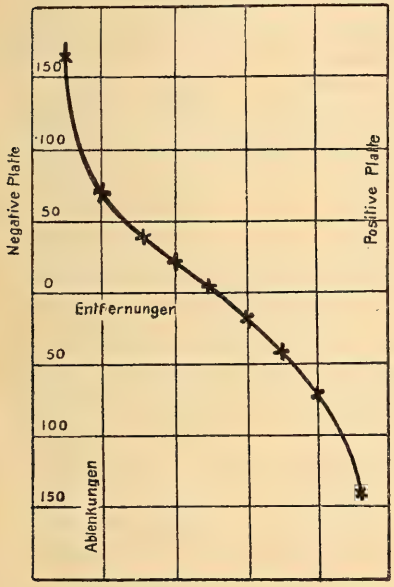


Fig. 21.

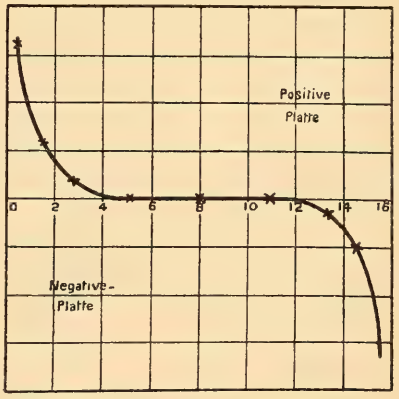


Fig. 22.

sind, sein Potential nur in einer Richtung ändern kann. Wenn z. B. der Draht in einem Bereich ist, wo nur positive Ionen vorhanden sind, kann sein Potential nur wachsen, aber nicht abnehmen, und wenn das Potential des Drahtes durch irgend einen Umstand zu hoch genommen wird, so erreicht es nicht seinen wahren Wert.

Charakteristischer Potentialfall eines schwach dissoz. Gases.

Eine für die Verteilung des Potentials zwischen zwei Platten charakteristische Kurve, die wir Zeleny verdanken, ist in Figur 21 wiedergegeben. Es ist ersichtlich, daß der Potentialfall nahe der Mitte des Feldes gleichförmig ist, daß er dagegen in der Nähe der

Platten viel steiler wird, und daß er steiler an der negativen als an der positiven Platte ist.

Aus der Gleichung

Anwendung der Poissonschen Gleichung.

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -4\pi\varrho,$$

wo V das Potential in einer Entfernung x von der Platte ist, und wo ϱ die Dichte der Elektrizität bezeichnet, können wir, wenn wir die Verteilung des Potentials kennen, die Dichte der Elektrizität an irgend einem Punkte zwischen den Platten berechnen.

Die Dichte, die dem Potentialfall der Kurve Fig. 21 entspricht, ist in Fig. 22 dargestellt.

Berechnung d. Ionisationsgrades mit Hilfe der Poissonschen Gleichung.

Wir sehen, daß in der Nähe der positiven Platte ein Überschuß an negativer Elektrizität vorhanden ist, und daß ein Überschuß an positiver nahe der negativen Platte existiert. Bei den geringen Potentialdifferenzen, die bei diesem Experiment verwandt wurden, befinden sich die Bereiche, in denen ein Überschuß einer Art der Elektrizität über die andere vorhanden ist, in unmittelbarer Nähe der Platten, da die Dichte der freien Elektrizität außerordentlich gering in dem mittleren Teile des Feldes ist. Wenn eine größere Potentialdifferenz an die Platten gelegt worden wäre, so würden die Bereiche freier Elektrizität sich ausgedehnt haben, und bei sehr großen Potentialdifferenzen würden diese Bereiche den ganzen Raum zwischen den Platten erfüllen. In dem gegebenen Beispiel ist die größte Dichte der Elektrizität etwa $2 \cdot 10^{-4}$ elektrostatische Einheiten; da die Ladung eines Ions etwa $3{,}5 \cdot 10^{-10}$ solcher Einheiten ist, so würde die Zahl der positiven Ionen in einem Kubikzentimeter die der negativen Ionen etwa um $6 \cdot 10^5$ überschreiten. Wenn wir die Zahl der Moleküle in einem Kubikzentimeter des Gases als $3{,}5 \cdot 10^{19}$ annehmen, so würde das Verhältnis des Überschusses der Ionen einer Art über die Zahl der Moleküle nur $1{,}6 \cdot 10^{-14}$ sein.

Da die meisten der negativen Ionen von der negativen Platte fortgetrieben werden, so würde dies näherungsweise das Verhältnis der Zahl der freien Ionen zu der Zahl der Moleküle darstellen, woraus hervorgeht, was für ein geringer Ionisationsgrad hinreichend ist, um uns über die Erscheinungen der Leitung der Elektrizität durch Gase Rechenschaft zu geben.

Drittes Kapitel.

Mathematische Theorie der Leitung der Elektrizität durch ein Gas, das Ionen enthält.

Ionenwanderung, wenn die Geschwindigkeit der Kraft proportional ist.

35. Wir wollen jetzt in folgendem die Theorie der elektrischen Leitung durch ein ionisiertes Gas auf der Grundlage entwickeln, daß die Geschwindigkeit der Ionen proportional der elektrischen Kraft ist, die auf sie wirkt. Wir wollen den Fall annehmen, daß zwei unendlich große parallele metallische Platten auf einer Potentialdifferenz gehalten werden und sich in einem ionisierten Gase befinden; die Linien der elektrischen Kraft sind überall senkrecht zu den Platten, sie sind demnach überall parallel zu einer Geraden, die wir als x-Achse nehmen wollen.

Es sei n_1, n_2 die Zahl der positiven resp. negativen Ionen pro Volumeneinheit an einer Stelle, die durch die Koordinate x festgelegt ist, es sei q die Zahl der positiven oder negativen Ionen, die in der Zeiteinheit pro Volumeneinheit an dieser Stelle durch die ionisierende Kraft erzeugt werden; X bezeichne die Stärke des elektrischen Feldes an diesem Punkte, R_1, R_2 die Geschwindigkeiten der positiven und negativen Ionen im Felde Eins, so daß die Geschwindigkeiten dieser Ionen an dieser Stelle $R_1 X$ resp. $R_2 X$ sind; e sei die Ladung eines Ions. Die räumliche Dichte der Elektrizität soll vollständig durch das Vorhandensein von Ionen bestimmt sein, und zwar gleich sein $(n_1 - n_2)e$; demnach haben wir

$$\frac{dX}{dx} = 4\pi(n_1 - n_2)e. \tag{1}$$

Wenn i der Strom ist, der pro Flächeneinheit das Gas durchquert, und wenn andere Bewegungen der Ionen vernachlässigt werden, mit Ausnahme derer, die durch das elektrische Feld erzeugt werden, so haben wir

$$n_1 e \cdot R_1 X + n_2 e \cdot R_2 X = i. \tag{2}$$

Aus Gleichung (1) und (2) ergibt sich

$$n_1 \cdot e = \frac{1}{R_1 + R_2}\left\{\frac{i}{X} + \frac{R_2}{4\pi}\frac{dX}{dx}\right\} \tag{3}$$

$$n_2 \cdot e = \frac{1}{R_1 + R_2}\left\{\frac{i}{X} - \frac{R_1}{4\pi}\frac{dX}{dx}\right\}. \tag{4}$$

Wenn wir die Verteilung der elektrischen Kraft zwischen den Platten messen, können wir aus diesen Gleichungen, falls R_1 und R_2 bekannt sind, n_1 und n_2 bestimmen, oder wenn wir mit Rücksicht auf die Verteilung der elektrischen Kraft durch die vorher beschriebenen Methoden n_1 und n_2 an verschiedenen Punkten des Feldes messen, so können wir diese Gleichungen benutzen, um R_1 und R_2, die Geschwindigkeiten der Ionen, zu bestimmen.

Wenn das Gas im Gleichgewichtszustand ist, so muß die Zahl der negativen und positiven Ionen pro Volumeneinheit in bezug auf die Zeit konstant bleiben, so daß der Verlust an Ionen durch den Gewinn an Ionen ausgeglichen wird. Nun aber werden Ionen infolge der Kombination der positiven und negativen Ionen verloren gehen. Beim Zusammenstoßen wird ein gewisser Bruchteil der häufig eintretenden Zusammenstöße in Vereinigung positiver und negativer Ionen auslaufen. Nach der Vereinigung bilden sie dann ein einziges System, das elektrisch neutral ist. Die Zahl der Zusammenstöße pro Volumeneinheit und in der Zeiteinheit ist proportional mit $n_1 n_2$. Wir wollen annehmen, daß die Zahl positiver und negativer Ionen, welche in der Volumeneinheit sich rekombinieren, pro Zeiteinheit gleich $\alpha n_1 n_2$ ist. Diese Größe gibt alsdann an, wie weit die Volumeneinheit positive und negative Ionen infolge von Rekombinationen verliert; infolge der Ionisation gewinnt das Gas pro Volumeneinheit die Menge q, und infolge der Bewegung der Ionen verliert das Volumen positive Ionen im Betrage von

$$\frac{d}{dx}(n_1 R_1 X)$$

und negative im Betrage von

$$-\frac{d}{dx}(n_2 R_2 X);$$

wenn demnach das Gas im stationären Zustande ist, so haben wir:

$$\frac{d}{dx}(n_1 R_1 X) = q - \alpha \cdot n_1 n_2 \tag{5}$$

$$-\frac{d}{dx}(n_2 R_2 X) = q - \alpha \cdot n_1 n_2 . \tag{6}$$

Wenn R_1 und R_2 überall im Felde konstant sind, so haben wir aus (1), (5) und (6):

$$\frac{d^2 X^2}{dx^2} = 8\pi \cdot e(q - \alpha \cdot n_1 n_2)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right). \tag{7}$$

Aus diesen Gleichungen können wir, wenn wir die Verteilung von X^2 zwischen den Platten messen, berechnen, ob Ionisation oder Rekombination an irgend einem Punkte im Überschuß vorhanden ist, denn nach (7) hat $q - \alpha n_1 n_2$ und $d^2 X^2/dx^2$ das gleiche Vorzeichen; wenn demnach Ionisation im Überschuß über die Rekombination ist,

wenn also $q - \alpha n_1 n_2$ positiv ist, so ist d^2X^2/dx^2 positiv und die Kurve, deren Ordinate gleich X^2 ist, wird konvex zur x-Achse; wenn aber Rekombinationen die Erzeugung von Ionen überwiegen, so wird die Kurve für X^2 konkav zur x-Achse.

Indem wir in Gleichung (7) die Werte von n_1, n_2, welche uns durch Gleichung (3) und (4) gegeben sind, einsetzen, so erhalten wir:

$$\frac{d^2X^2}{dx^2} = 8\pi \cdot e\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right)\left\{q - \frac{\alpha}{e^2X^2(R_1+R_2)^2} \cdot \left(i + \frac{R_2}{8\pi}\frac{dX^2}{dx}\right)\left(i - \frac{R_1}{8\pi}\frac{dX^2}{dx}\right)\right\}. \tag{8}$$

Ich bin nicht imstande gewesen, eine allgemeine Lösung dieser Differentialgleichung zu finden, außer für den Fall, daß q konstant und $R_1 = R_2$ ist; setzt man in diesem Fall $X^2 = y$ und $dy/dx = p$, so erhält man, wenn wir R für R_1 oder R_2 schreiben:

$$p\frac{dp}{dy} = \frac{16\pi \cdot e}{R}\left\{q - \frac{\alpha}{4e^2R^2y}\left(i^2 - \frac{R^2p^2}{64\pi^2}\right)\right\}, \tag{9}$$

und durch Integration ergibt sich:

$$\frac{R^2p^2}{64\pi^2} - i^2 = \frac{q \cdot e \cdot R}{2\pi\left(1 - \frac{\alpha}{8\pi e R}\right)}y + Cy^{\frac{\alpha}{8\pi eR}}, \tag{10}$$

wo C eine Integrationskonstante bedeutet. Aus dieser Gleichung können wir das Verhältnis von X_0, der Stärke des elektrisches Feldes zwischen den Platten, zu X_1, der Stärke des elektrisches Feldes dicht an den Platten, finden; denn wenn $R_1 = R_2$ ist, so ist die Verteilung der elektrischen Kraft symmetrisch und mitten zwischen den Platten dX/dx und $p = 0$; wir wollen weiter annehmen, daß wir es mit einem Fall wie in Fig. 22 zu tun hätten, wo keine freie Elektrizität in einiger Entfernung von der Mitte der Platte vorhanden ist, so daß dort d^2X/dx^2 verschwindet; dann erhalten wir aus Gleichung (9) und (10):

$$X_0^2 = \frac{\alpha \cdot i^2}{4e^2R^2q},$$

$$-\frac{X_0^2\frac{4R^2e^2q}{\alpha}}{1 - \frac{\alpha}{8\pi eR}} = C \cdot X_0^{\frac{\alpha}{4\pi eR}}. \tag{11}$$

Nun aber ist an der positiven Platte $n_1 = 0$ und an der negativen Platte $n_2 = 0$, demnach an jeder Platte $n_1n_2 = 0$, es ist aber

$$n_1n_2 = \frac{1}{4R^2e^2X^2}\left(i^2 - \frac{R^2p^2}{64\pi^2}\right);$$

wenn demnach X_1 der Wert von X an einer der Platten ist, so haben wir:

$$-\frac{X_1^2 \frac{q \cdot eR}{2\pi}}{1 - \frac{\alpha}{8\pi eR}} = C \cdot X_1^{\frac{\alpha}{4\pi eR}}. \qquad (12)$$

Demnach aus (11) und (12):

$$\frac{8\pi Re}{\alpha} = \left(\frac{X_0}{X_1}\right)^{\frac{\alpha}{4\pi \cdot eR} - 2};$$

oder wenn wir

$$\frac{8\pi Re}{\alpha} = \beta$$

setzen, so erhalten wir:

$$\frac{X_0^2}{X_1^2} = \beta^{\frac{\beta}{1-\beta}}.$$

Wir sehen aus dieser Gleichung, daß X_0/X_1 nie größer ist als Eins, da $\beta^{\frac{\beta}{1-\beta}}$ von Eins auf Null abnimmt, wenn β von $\beta = 0$ bis $\beta =$ unendlich wächst. Da β weder q noch i beeinflussen kann, so hängt das Verhältnis der elektrischen Feldstärken weder von der Stärke der Ionisation, noch von dem Strome zwischen den Platten ab. Für Luft von atmosphärischem Druck ist $R = 480$ (da die elektrostatische Einheit gleich 300 Volt pro Zentimeter ist); α ist etwa $1{,}2 \cdot 10^{-6}$ (siehe S. 20) und $e = 3{,}5 \cdot 10^{-10}$; durch Einsetzen dieser Werte finden wir $\beta = 3{,}9$ für Luft von atmosphärischem Druck. Da R umgekehrt proportional mit dem Druck ist, so ist auch β umgekehrt proportional mit dem Druck und ist demnach außerordentlich groß bei einem Druck von wenigen Millimeter Quecksilber. Wenn wir $\beta = 4$ setzen, so finden wir

$$\frac{X_1}{X_0} = 4^{\frac{2}{3}}, \text{ angenähert} = 2{,}51.$$

Bei niederen Drucken, wo β groß ist, ist angenähert

$$\frac{X_1}{X_0} = \beta^{\frac{1}{2}}$$

und demnach das Verhältnis von X_1 und X_0 umgekehrt proportional der Quadratwurzel aus dem Druck.

Die Experimente über die Verteilung der elektrischen Kraft, die wir beschrieben haben, zeigen, daß, wenn der Strom klein ist, die Bereiche, in denen X merklich von X_0 verschieden ist, auf zwei Schichten nahe den Platten beschränkt sind, und daß die Verteilung des X zwischen den Platten durch eine Kurve, wie die der Fig. 23, dargestellt wird. Wir können hieraus sehr leicht einen unteren Wert für λ, die Schichtdicken, berechnen. Denn angenommen, P ist ein Punkt einer Begrenzung der Schicht in der Nähe der Elektroden, so werden, da X am Punkte P konstant wird, an diesem Punkte gerade

so viele positive wie negative Ionen vorhanden sein, und wenn die Geschwindigkeiten der Ionen dieselben sind, so muß der Strom zur Hälfte von positiven und zur Hälfte von negativen Ionen getragen werden. Wenn demnach i der Strom pro Einheitsquerschnitt und e die Ladung eines Ions ist, so müssen $i/2e$ positive Ionen den Einheitsquerschnitt einer Ebene, die durch P gelegt ist, pro Zeiteinheit durchqueren; alle diese positiven Ionen müssen in dem Bereich zwischen P und der positiven Platte erzeugt werden. Wenn aber λ die Dicke der Schicht bezeichnet, so ist die Zahl der Ionen, die pro Flächeneinheit der Platte in der Zeiteinheit erzeugt werden, gleich $q\lambda$; die Zahl der Ionen, die den Einheitsquerschnitt bei P durchquert, kann demnach nicht größer werden als $q\lambda$, und kann nur so groß werden, wenn keine Rekombinationen der Ionen zwischen P und der positiven Platte stattfinden. Es ist demnach

Fig. 23.

$$q\lambda > \frac{i}{2e}$$

oder $\lambda > i/2 \cdot eq$; hieraus folgt, daß $i/2eq$ eine untere Grenze für λ ist. Wenn I der maximale Strom ist, l die Entfernung zwischen den Platten, so ist $I = qle$; es ist also $i/2I$ ein unterer Wert für λ/e.

36. Wenn wir auch keine allgemeinen Lösungen der Gleichungen (1), (2), (5), (6) finden konnten, wenn R_1 nicht gleich R_2 ist, so sehen wir doch sofort, daß eine partikulare Lösung dieser Gleichungen durch die Beziehungen gegeben ist: Lösung für den mittleren Teil des Feldes.

$$n_1 = n_2 = \left(\frac{q}{\alpha}\right)^{\frac{1}{2}}$$

$$R_1 n_1 X \cdot e = \frac{R_1}{R_1 + R_2} i$$

$$R_2 n_2 X \cdot e = \frac{R_2}{R_1 + R_2} i$$

$$X = \left(\frac{\alpha}{q}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{i}{e(R_1 + R_2)}.$$

Diese Lösung entspricht einem konstanten Werte der elektrischen Kraft zwischen den Platten und deutet an, daß das Verhältnis des Stromes, der von den positiven resp. negativen Ionen getragen ist, gleich dem Verhältnis der Geschwindigkeit dieser Ionen ist. Wenn auch diese Lösung auf den mittleren Teil des Feldes anwendbar ist, so ist sie es nicht für die Verhältnisse an den Platten. Denn an-

genommen, P ist ein Punkt zwischen den Platten, für welche diese Lösung gilt, dann werden den Einheitsquerschnitt bei P, $iR_1/(R_1+R_2)e$ positive Ionen in der Zeiteinheit passieren, und diese müssen aus der Gegend zwischen P und der positiven Platte kommen; wenn die Entfernung von P bis zu dieser Platte gleich λ ist, so kann dieser Bereich nicht mehr als $q \cdot \lambda$ positive Ionen pro Zeiteinheit liefern, und kann nur so viel liefern, wenn keine Rekombinationen stattfinden; es wird demnach obige Lösung nicht mehr richtig sein in einer Entfernung von der positiven Platte, die kleiner ist als

$$\frac{R_1}{R_1+R_2}\,\frac{i}{q\cdot e}.$$

Aus ähnlichem Grunde kann sie nicht mehr gültig sein in einer Entfernung von der negativen Platte, die kleiner ist als

$$\frac{R_2}{R_1+R_2}\,\frac{i}{q\cdot e}.$$

Wir wollen annehmen, daß obige Lösung in Entfernungen von der Platte gültig ist, die größer sind als diese Grenzwerte, und ferner wollen wir annehmen, daß innerhalb der Schichten, in welchen diese Lösung nicht mehr gültig ist, keine Rekombinationen der Ionen mehr stattfinden.

Lösung für das Feld an den Platten.

Wir wollen nun den Zustand an der positiven Platte zwischen $x=0$ und $x=\lambda_1$, wo

$$\lambda_1 = \frac{R_1}{R_1+R_2}\,\frac{i}{q\cdot e}$$

ist, betrachten. Da in diesem Bereich keine Rekombinationen stattfinden sollen, so erhält man aus Gleichung (1), (5) und (6):

$$\frac{dX}{dx} = 4\pi(n_1 - n_2)$$

$$\frac{d}{dx}(R_1 n_1 X) = q$$

$$\frac{d}{dx}(R_2 n_2 X) = -q.$$

Wenn q konstant ist, so haben wir

$$R_1 n_1 X = qx$$

$$R_2 n_2 X = \frac{i}{e} - qx,$$

wo die Integrationskonstante so gewählt werden muß, daß $n_1 = 0$ wird, wenn $x=0$ ist: indem wir diese Werte für n_1, n_2 in die Gleichung, die dX/dx ergibt, einsetzen, erhalten wir:

$$X\cdot\frac{dX}{dx} = 4\pi e\left\{qx\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right) - \frac{i}{e\cdot R_2}\right\},$$

oder

$$X^2 = 8\pi e\left\{\tfrac{1}{2}qx^2\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right) - \frac{ix}{e\cdot R_2}\right\} + C, \qquad (13)$$

wo C eine Konstante ist, welche aus der Bedingung bestimmt werden kann, daß, wenn $x = \lambda_1$ ist,

$$X^2 = \frac{\alpha}{q} \frac{i^2}{e^2(R_1 + R_2)^2}$$

ist; hieraus ergibt sich:

$$C = \frac{\alpha}{q} \frac{i^2}{e^2(R_1 + R_2)^2} \left\{ 1 + \frac{4\pi e R_1}{\alpha \cdot R_2} (R_1 + R_2) \right\}.$$

C ist der Wert von X^2, wenn $x = 0$ ist, also an der positiven Platte; wenn wir den Wert X_1 bezeichnen und wenn wir X_0, den konstanten Wert des X, zwischen den Schichten nennen, so ergibt sich:

$$X_1 = X_0 \left\{ 1 + \frac{4\pi e R_1}{\alpha \cdot R_2} (R_1 + R_2)^{\frac{1}{2}} \right\};$$

es ist demnach X_1 immer größer als X_0, und das Verhältnis von X_1/X_0 hängt nicht von der Ionisation oder der Stärke des Stromes zwischen den Platten ab.

Wenn X_2 der Wert von X an der negativen Platte ist, so können wir in ähnlicher Weise ableiten, daß

$$X_2 = X_0 \left\{ 1 + \frac{4\pi e}{\alpha} \frac{R_2}{R_1} (R_1 + R_2) \right\}^{\frac{1}{2}}.$$

Wenn demnach R_2, die Geschwindigkeit der negativen Ionen, sehr groß im Vergleich mit R_1, der Geschwindigkeit der positiven Ionen, ist, so ist der Wert von X an der negativen Platte groß im Vergleich zu dem an der positiven, und die Schichtdicke, innerhalb welcher X variabel ist, ist größer als die an der positiven Platte. Eine Kurve, die die Verteilung des elektrischen Feldes zwischen den Platten in diesem Falle darstellt, zeigt Fig. 24.

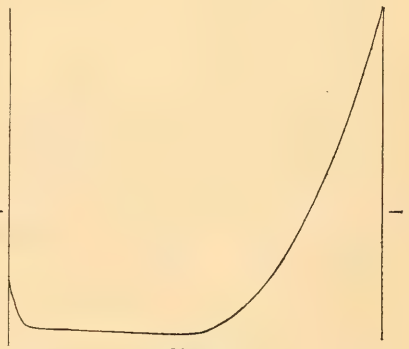


Fig. 24.

Wenn wir setzen

$$\beta_1 = \frac{4\pi e}{\alpha} \frac{R_1}{R_2} (R_1 + R_2); \quad \beta_2 = \frac{4\pi e}{\alpha} \frac{R_2}{R_1} (R_1 + R_2),$$

so haben wir

$$X_1 = X_0(1 + \beta_1)^{\frac{1}{2}}; \quad X_2 = X_0(1 + \beta_2)^{\frac{1}{2}};$$

wenn β_1 und β_2 groß sind, so gilt angenähert

$$X_1 = X_0 \beta_1^{\frac{1}{2}}; \quad X_2 = X_0 \beta_2^{\frac{1}{2}}.$$

In dem speziellem Falle, daß die Geschwindigkeiten der positiven

und negativen Ionen einander gleich sind, wird $\beta_1 = \beta_2$ und $X_1/X_0 = (8\pi eR/\alpha)^{\frac{1}{2}}$; dies stimmt für ein großes β mit dem Resultate überein, welches wir durch die unabhängige Untersuchung dieses Falles auf S. 68 gefunden haben.

Der Potentialfall V_1 längs der Schicht in der Nähe der positiven Platte, dessen Dicke gleich λ ist, ist gleich

$$\int_0^{\lambda_1} X dx;$$

wenn wir den Wert von X, der durch Gleichung (13) gegeben ist, einsetzen und integrieren, so ergibt sich:

$$V_1 = \tfrac{1}{2} X_1 \lambda_1 + \frac{1}{2} \frac{X_0 \lambda_1}{2\sqrt{\beta_1}} \log\left(\sqrt{\beta_1} + \sqrt{1+\beta_1}\right)$$

$$= \tfrac{1}{2} X_0 \lambda_1 \left\{(1+\beta_1)^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{\sqrt{\beta_1}} \log\left(\sqrt{\beta_1} + \sqrt{1+\beta_1}\right)\right\}.$$

Da nun

$$X_0 = \left\{\frac{\alpha}{q}\right\}^{\frac{1}{2}} \frac{i}{e(R_1 + R_2)}$$

und

$$\lambda_1 = \frac{R_1}{R_1 + R_2} \frac{i}{qe},$$

so ist

$$V_1 = \frac{1}{2} \frac{\alpha^{\frac{1}{2}}}{q^{\frac{3}{2}}} \frac{i^2 R_1}{e^2 (R_1 + R_2)^2} \left\{(1+\beta_1)^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{\sqrt{\beta_1}} \log\left(\sqrt{\beta_1} + \sqrt{1+\beta_1}\right)\right\}. \quad (14)$$

Demnach ist der Potentialfall längs dieser Schicht proportional dem Quadrate der Stromstärke.

Wenn V_2 die Änderung des Potentials in einer Schicht nahe der negativen Platte ist, so finden wir auf ähnliche Weise

$$V_2 = \frac{1}{2} \frac{\alpha^{\frac{1}{2}}}{q^{\frac{3}{2}}} \frac{i^2 R_2}{e^2 (R_1 + R_2)^2} \left\{(1+\beta_2)^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{\sqrt{\beta_2}} \log\left(\sqrt{\beta_2} + \sqrt{1+\beta_2}\right)\right\}.$$

Wenn β_1 und β_2 sehr groß sind, so ergibt sich angenähert

$$V_1 = \frac{1}{2} \frac{\alpha^{\frac{1}{2}}}{q^{\frac{3}{2}}} \frac{i^2}{e^2} \frac{R_1}{(R_1 + R_2)^2} \beta_1^{\frac{1}{2}},$$

$$V_2 = \frac{1}{2} \frac{\alpha^{\frac{1}{2}}}{q^{\frac{3}{2}}} \frac{i^2}{e^2} \frac{R_2}{(R_1 + R_2)^2} \beta_2^{\frac{1}{2}}.$$

Wenn wir diese Werte von β_1, β_2 substituieren, so ergibt sich

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{R_1^2}{R_2^2}$$

oder: die Potentialgefälle an der positiven und negativen Platte sind

proportional mit den Quadraten der positiven und negativen Ionengeschwindigkeiten.

Wir wollen noch den Fall betrachten, daß der Potentialgradient mit dem Drucke des Gases sich ändert: wenn p der Druck ist, so sind R_1 und R_2 umgekehrt proportional mit p, und q ist direkt proportional mit p, demnach sehen wir, daß für einen gegebenen Strom V_1 und V_2 umgekehrt proportional sind mit p.

Die Potentialverteilung.

37. Der Potentialfall zwischen den Platten besteht aus dem Potentialfall in den Schichten, welchen wir schon berechnet haben, und dem Potentialfall in dem Raum zwischen den Schichten, wo das elektrische Feld gleichförmig und gleich X_0 ist; die Breite dieses Raumes ist gleich $l - (\lambda_1 + \lambda_2)$, wo l die Entfernung zwischen den Platten ist, und da $\lambda_1 + \lambda_2$ gleich i/qe ist, so ist das Potentialgefälle in diesem Raume gleich

$$X_0\left(l - \frac{i}{q \cdot e}\right)$$

oder gleich

$$\left(\frac{\alpha}{q}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{i}{e(R_1 + R_2)} \left(l - \frac{i}{qe}\right);$$

wenn wir hierzu die Werte für den Potentialfall in den Schichten addieren, so erhalten wir, wenn V die Potentialdifferenz zwischen den Platten ist:

$$V = \frac{1}{2} \frac{\alpha^{\frac{1}{2}}}{q^{\frac{1}{2}}} \frac{i^2}{e^2(R_1 + R_2)^2} \left\{ R_1(1+\beta_1)^{\frac{1}{2}} + \frac{R_1}{\sqrt{\beta_1}} \log\left(\sqrt{\beta_1} + \sqrt{1+\beta_1}\right) \right.$$

$$\left. + R_2(1+\beta_2)^{\frac{1}{2}} + \frac{R_2}{\sqrt{\beta_2}} \log\left(\sqrt{\beta_2} + \sqrt{1+\beta_2}\right) \right\}$$

$$+ \frac{\alpha^{\frac{1}{2}}}{q^{\frac{1}{2}}} \frac{i}{e(R_1 + R_2)} \left(l - \frac{i}{qe}\right). \qquad (15)$$

Diese Gleichung ist von der Form

$$V = Ai^2 + Bi,$$

demnach ist die Kurve, deren Ordinate i ist und deren Abszisse V ist, eine Parabel. Diese Gleichung hört auf, eine Näherung zu sein, wenn die beiden Schichten sich berühren, wenn also $\lambda_1 + \lambda_2 = l$ oder $i = qel$ ist; in diesem Falle ist der Strom der Maximalstrom, der durch das ionisierte Gas gehen kann. Der kleinste Wert der Potentialdifferenz, der nötig ist, um diesen Strom zu erzeugen, wird erhalten, wenn man $i = qel$ in Gleichung (15) setzt; wir sehen, daß die Potentialdifferenz, die nötig ist, um Sättigungsstrom hervorzurufen, proportional mit dem Quadrat der Entfernung der Platte und der Quadratwurzel aus dem Ionisationsgrad ist.

38. Das Studium der Verteilung des elektrischen Feldes zwischen den Platten, wenn Sättigungsstrom hindurchgeht, führt leicht zu einer Methode, um das Verhältnis der Geschwindigkeiten des negativen und positiven Ions zu finden, denn da in diesem Falle keine Rekombinationen stattfinden, so ergeben die Gleichungen (5) und (6) auf S. 66:

$$R_1 n_1 X = qx \tag{16}$$

$$R_2 n_2 X = q(l - x). \tag{17}$$

wo x von der positiven Platte aus gemessen ist. An dem Punkte zwischen den Platten, wo die Kraft ein Minimum hat, ergibt sich

$$\frac{dX}{dx} = 0 = 4\pi(n_1 - n_2)e,$$

demnach ist an diesem Punkte $n_1 = n_2$. Wenn also x die Entfernung des Punktes P an der Stelle ist, wo X ein Minimum ist, so haben wir von der positiven Platte aus nach Gleichung (16) und (17)

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{x}{l - x};$$

demnach ist das Verhältnis der Geschwindigkeiten des positiven und negativen Ions gleich dem Verhältnis der Entfernung des Punktes P von der positiven und negativen Platte, so daß nach Bestimmung des P durch Messung der Potentialverteilung zwischen den Platten auch das Verhältnis der Geschwindigkeiten bestimmt ist.

Asymmetrische Ionisation.

39. In der vorhergehenden Untersuchung haben wir vorausgesetzt, daß die Ionisation gleichförmig zwischen den Platten verteilt ist. Es gibt jedoch einige sehr wichtige Fälle, bei denen der Bereich, in welchem die Ionisation statthat, eine dünne Gasschicht ist, während der übrige Raum zwischen den Platten frei von der Wirkung der ionisierenden Kraft ist. Wir wollen nun im folgenden diesen Fall betrachten, indem wir zunächst damit beginnen, daß die ionisierende Schicht dicht an einer Platte A liegen soll. Angenommen A ist die positive Platte, so werden alle Ionen aus dieser Schicht in den Raum zwischen die Platten durch die Wirkung des elektrischen Feldes hineingetrieben, demnach müssen alle diese Ionen positiv sein, so daß der Strom vollständig durch positive Ionen getragen wird. Angenommen, es seien n_1 Ionen pro cbcm vorhanden, und es sei X die Kraft, i der Strom, so werden unsere Gleichungen, wenn wir dieselben Bezeichnungen gebrauchen wie vorher:

$$\frac{dX}{dx} = 4\pi n_1 e$$

$$R_1 \cdot n_1 \cdot X \cdot e = i;$$

aus diesen Gleichungen ergibt sich

$$X\frac{dX}{dx} = \frac{4\pi i}{R_1}$$

oder

$$X^2 = \frac{8\pi i x}{R_1} + C, \qquad (18)$$

wo C eine Integrationskonstante ist; es ist offenbar, daß der Wert von X^2 derjenige ist, der dicht an der positiven Platte besteht.

Wenn V die Potentialdifferenz zwischen den Platten ist und l ihre Entfernung, so haben wir

$$V = \int_0^l X dx = \frac{R_1}{12\pi i}\left[\left(\frac{8\pi i l}{R_1} + C\right)^{\frac{3}{2}} - C^{\frac{3}{2}}\right]. \qquad (19)$$

Um den Wert von C zu finden, müssen wir unsere Aufmerksamkeit auf die Schicht ionisierten Gases richten; angenommen, der Potentialfall ist schwach im Vergleich zu dem, der erforderlich ist, um Sättigungsstrom in der Schicht hervorzurufen, so wird die Zahl freier positiver oder negativer Ionen pro Volumeneinheit der Schicht $= (q/\alpha)^{\frac{1}{2}}$, wo q, wie früher, den Grad der Ionenerzeugung mißt; wenn kein großes Potentialgefälle statthat, wenn wir von dem Gase in die Schicht hineingehen, so wird die Summe der Geschwindigkeiten des positiven und negativen Ions von der Größenordnung $(R_1 + R_2)C^{\frac{1}{2}}$ sein, und da die Stromstärke i gleich der Zahl der Ionen multipliziert mit der Summe der Geschwindigkeiten der Ionen ist, so wird

$$e(R_1 + R_2)C^{\frac{1}{2}} \cdot (q/\alpha)^{\frac{1}{2}}$$

von derselben Größenordnung sein wie i; demnach C etwa von der Größe

$$\frac{i^2\alpha}{q \cdot e^2(R_1 + R_2)^2}.$$

Demnach wird C klein sein im Vergleich mit

$$\frac{8\pi i l}{R_1},$$

wenn

$$\frac{i\alpha \cdot R_1}{8\pi q e^2 (R_1 + R_2)^2 l}$$

eine kleine Größe ist.

Wenn δ die Dicke der ionisierten Schicht, I der Sättigungsstrom ist, so ist

$$I = q \cdot e \cdot \delta,$$

es wird also die vorige Größe klein sein, wenn

$$\frac{1}{2}\,\frac{i}{I}\,\frac{\delta}{l}\,\frac{R_2}{(R_1 + R_2)}\,\frac{1}{\beta_2}$$

klein ist, wo

$$\beta_2 = \frac{4\pi e}{\alpha}\frac{R_2}{R_1}(R_1 + R_2).$$

Wenn δ/l, i/I klein sind, so wird, da β_2 größer und $R_2/(R_1 + R_2)$ kleiner wie Eins ist, die betrachtete Größe klein sein. Ist dies der Fall, so können wir in Gleichung (19) C vernachlässigen gegen

$$\frac{8\pi i l}{R_1}$$

und die Gleichung wird

$$V^2 = \frac{32\pi}{q R_1} i l^3. \tag{20}$$

Wir sehen, daß in diesem Falle der Strom proportional der Quadratwurzel aus der Potentialdifferenz ist und demnach schneller mit wachsender elektromotorischer Kraft zunimmt, als wenn er dem Ohmschen Gesetze folgen würde. Wir werden Beispiele hierfür kennen lernen, wenn wir den Durchgang der Elektrizität durch heiße Metalldämpfe behandeln. In diesem Falle wird unter Umständen der größere Teil der Ionisation in den Schichten dicht am Metall stattfinden und dann wächst, wie Pringsheim[1]) gezeigt hat, der Strom schneller als die Potentialdifferenz. Der Strom ist proportional mit R_1, der Geschwindigkeit des Ions, welches ihn trägt; da die Geschwindigkeit des negativen Ions größer als die des positiven ist, so folgt, daß der Strom für dieselbe Potentialdifferenz zwischen den Platten größer ist, wenn die Ionisation nahe der negativen Platte stattfindet, als wenn sie nahe der positiven stattfindet, mit anderen Worten, der Strom ist in einer Richtung größer als in der anderen; diese sogenannte unipolare Leitung ist in der Tat sehr ausgebildet bei der Leitung durch heiße Gase und durch Flammen, die Salzdämpfe enthalten. Rutherford[2]) hat diese unipolare Leitung für den Fall, daß die Ionisation durch Röntgen- oder Radiumstrahlen erzeugt wurde, untersucht; wir sehen aus (20), daß für eine gegebene Potentialdifferenz der Strom unabhängig von q, der Intensität der Ionisation, ist; die Sättigungsströme zwischen den Platten werden natürlich von der Stärke der Ionisation abhängen, aber solange die Ströme nur ein geringer Bruchteil des Sättigungsstromes, der einer sehr geringen Ionisation zukommt, sind, werden die Ströme unabhängig von dem Ionisationsgrade an den Platten sein; wir sehen ferner, daß der Strom unabhängig von der Ladung ist, die das Ion trägt.

Unipolare Leitung.

Der Strom ändert sich für eine gegebene Potentialdifferenz umgekehrt mit der dritten Potenz der Entfernung zwischen den Platten; da der Strom sich mit der Quadratwurzel aus der Potentialdifferenz ändert, so wird, wenn wir das elektrische Gefälle zwischen den Platten

1) Pringsheim, Wied. Ann. 55, p. 507, 1895.
2) Rutherford, Phil. Mag. VI, 2, p. 210, 1901.

konstant halten, der Strom bei Änderung der Entfernung sich umgekehrt zur Entfernung zwischen den Platten ändern.

Wenn die Ionisation auf eine Schicht dicht an der Platte A begrenzt ist, so können wir die Strömung der Ionen und demnach die elektrische Strömung zur Platte B dadurch unterbrechen, daß wir zwischen die Platten eine dritte Platte bringen, und der Durchgang der Elektrizität wird geradeso wirksam durch eine Metallplatte verhindert werden wie durch einen Nichtleiter; so kommen wir zu dem gewissermaßen paradoxen Ergebnis einer völligen Unterbrechung eines Stromes zwischen zwei Platten dadurch, daß wir zwischen sie einen vorzüglichen Leiter der Elektrizität bringen. Ein Beispiel hierfür werden wir bei Betrachtung des Durchgangs der Elektrizität durch sehr heiße Gase besprechen.

Wenn die schmale Schicht ionisierten Gases zwischen den Platten in einer Entfernung l_1 von der positiven und l_2 von der negativen Platte liegt, so können wir, wenn V die Potentialdifferenz zwischen den Platten bedeutet, leicht auf dieselbe Methode, die wir für den Fall benutzt haben, daß die Schicht dicht an der Platte lag, beweisen, daß

$$V = \frac{2}{3}\sqrt{8\pi i}\left\{\frac{{l_1}^{\frac{3}{2}}}{{R_2}^{\frac{1}{2}}} + \frac{{l_2}^{\frac{3}{2}}}{{R_1}^{\frac{1}{2}}}\right\},$$

ist, wo R_1 und R_2 die entsprechenden Geschwindigkeiten der positiven und negativen Ionen bedeuten. Wir sehen, daß wenn R_1 nicht gleich R_2 ist, der Strom für dieselbe Potentialdifferenz nicht in beiden Richtungen gleich groß sein wird, außer für $l_1 = l_2$. Wenn die Geschwindigkeit des negativen Ions größer als die des positiven ist, so wird der Strom am größten sein, wenn er so gerichtet ist, daß die negative Platte näher der ionisierten Schicht liegt, als die positive. Hieraus schließen wir, daß fehlende Symmetrie in der Verteilung der Ionisation Grund zu unipolarer Leitung geben wird. Die Verteilung der elektrischen Intensität für den Fall, daß die ionisierende Kraft zwischen den Platten liegt, ist in Fig. 25 dargestellt.

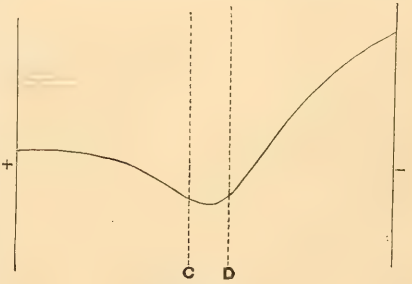


Fig. 25.

Die vorigen Resultate sind nur dann gültig, wenn das elektrische Feld dicht an der ionisierten Schicht schwach ist im Vergleich zu dem Werte desselben in einiger Entfernung; das ist, wie wir gezeigt haben, dann der Fall, wenn der Strom nicht nahezu gesättigt ist, wenn also kein großer Anstieg im Werte des elektrischen Feldes

Beschränkter Anwend.-Bereich dieser Theorie.

stattfindet, wenn wir vom Inneren der Schicht zu einem Punkte, der gerade auswärts liegt, gehen. Es gibt Fälle, von denen am bekanntesten der des ultravioletten Lichtes ist, das auf eine Metallplatte fällt, wo diese Bedingung nicht erfüllt ist. Wenn die belichtete Platte negativ ist, so wird ein elektrischer Strom von ihr zur benachbarten Platte übergehen, aber in diesem Falle ergibt sich das elektrische Feld zwischen den Platten annähernd gleichförmig, und die vorhergehenden Resultate sind nicht anwendbar. Wir wollen hierfür folgende Erklärung versuchen. Wie wir sehen werden, sendet eine Metallplatte, die ultraviolettem Licht ausgesetzt ist, negative Ionen aus, und diese Ionen ionisieren ihrerseits das Gas, durch welches sie gehen, wie Kathodenstrahlen. Wenn wir ein isoliertes Stück Metall in Luft betrachten, so ist klar, daß es unmöglich unbegrenzte negative Elektrizität hergeben kann, denn die Beobachtung zeigt, daß sein Potential nicht unbegrenzt ansteigt; es muß einen Zustand erreichen, in welchem es so viel negative Elektrizität aus der Luft aufnimmt, wie es durch die Wirkung des Lichtes verliert. Wir können einsehen, wie die Erscheinung sich abspielt. Angenommen, A sei die Oberfläche des Metalles, in deren Nähe wir eine Schicht ionisierten Gases haben; das Metall verliert negative Elektrizität und behält eine positive Ladung, während die negative Elektrizität sich anhäuft und eine Schicht in einiger Entfernung von der Platte bildet. Diese Schichten positiver

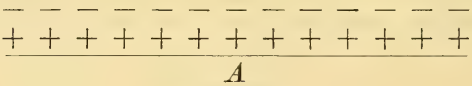


Fig. 26.

und negativer Elektrizität erzeugen ein elektrisches Feld, welches dahin wirkt, die negativen Ionen in das Metall hineinzutreiben; je stärker das Feld ist, um so mehr negative Ionen gehen in das Metall; die Elektrizität in den Schichten wird sich so lange anhäufen, bis die Stärke des Feldes so groß ist, daß so viel negative Ionen durch das Feld aus dem Gase in das Metall getrieben werden, wie das Metall durch die Wirkung des Lichtes verliert. Wenn man jedoch von der Innenseite der ionisierten Gasschicht zur Außenseite geht, so muß man eine Schicht Elektrizität passieren. Hierdurch wird ein Sprung der elektrischen Intensität gleich $4\pi\sigma$ hervorrufen, wo σ die Oberflächendichte der Elektrisierung ist; demnach muß an dieser Stelle eine große Differenz zwischen der elektrischen Feldstärke innerhalb der Schicht und der, die gerade außerhalb derselben ist, stattfinden, so daß die Überlegung, welche wir anstellten, um zu beweisen, daß X_0 in Gleichung (19) klein ist im Vergleich mit $\frac{8\pi il}{R}$ nicht in dieser Weise angewandt werden darf.

Viertes Kapitel.

Wirkung eines magnetischen Feldes auf die Bewegung der Ionen.

40. Wenn ein geladenes Ion sich in einem magnetischen Felde bewegt, erfährt es eine mechanische Kraft, deren Richtung rechtwinklig zur Bewegungsrichtung des Ions und rechtwinklig zur magnetischen Kraft ist, und die Größe $HeV \sin\theta$ hat, wo H die magnetische Kraft, V die Geschwindigkeit des Ions, e seine Ladung und θ der Winkel zwischen H und V ist; H und e lassen sich in elektromagnetischen Einheiten ausdrücken. Die Beziehung zwischen der Richtung dieser Kraft F, V und H für ein positiv geladenes Ion ist in Figur 27 dargestellt.

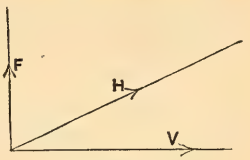


Fig. 27.

Bei einem Ion, das sich durch ein Gas bewegt, wird die Reibung des Gases verursachen, daß die Geschwindigkeit des Ions proportional der Kraft ist, welche auf das Ion wirkt. Wenn X, Y, Z die Komponenten des elektrischen Feldes, α, β, γ die der magnetischen Kraft, u, v, w die der Geschwindigkeit sind, so sind die Komponenten der mechanischen Kraft, die durch das magnetische Feld auf die Ionen ausgeübt werden, gleich

$$e(\beta \cdot w - \gamma v),$$
$$e(\gamma \cdot u - \alpha w),$$
$$e(\alpha \cdot v - \beta u),$$

während die Komponenten der mechanischen Kraft, die dem elektrischen Felde zukommen, gleich sind Xe, Ye, Ze.

Da nun die Geschwindigkeit der Ionen proportional mit der mechanischen Kraft ist, die auf dieselben wirkt, so ergibt sich:

$$\left.\begin{aligned} u &= R(X + \beta w - \gamma v) \\ v &= R(Y + \gamma u - \alpha w) \\ w &= R(Z + \alpha v - \beta u) \end{aligned}\right\}. \qquad (1)$$

R ist hierin die Geschwindigkeit des Ions im Felde Eins, wenn kein magnetisches Feld da ist. Durch Auflösung von Gleichung (1) ergibt sich:

$$\left.\begin{aligned} u &= \frac{R\cdot X + R^2(\gamma Y - \beta Z) + R^3\alpha(\alpha X + \beta Y + \gamma Z)}{1 + R^2(\alpha^2+\beta^2+\gamma^2)} \\ v &= \frac{R\cdot Y + R^2(\alpha Z - \gamma X) + R^3\beta(\alpha X + \beta Y + \gamma Z)}{1 + R^2(\alpha^2+\beta^2+\gamma^2)} \\ w &= \frac{R\cdot Z + R^2(\beta X - \alpha Y) + R^3\gamma(\alpha X + \beta Y + \gamma Z)}{1 + R^2(\alpha^2+\beta^2+\gamma^2)} \end{aligned}\right\}. \qquad (2)$$

Der erste Term im Zähler dieser Gleichung stellt eine Geschwindigkeit parallel und proportional mit der elektrischen Kraft dar, der zweite Term eine Geschwindigkeit rechtwinklig zur elektrischen und magnetischen Kraft und proportional mit $R^2HF\sin\Phi$; wo H und F die entsprechenden magnetischen und elektrischen Kräfte sind und Φ den Winkel zwischen diesen bedeutet; der dritte Term stellt eine Geschwindigkeit parallel zur magnetischen Kraftrichtung und proportional mit $R^3H^2F\cos\Phi$ dar. Der jeweilige Einfluß dieser Terme hängt von der Größe RH ab; wenn diese Größe klein ist, so wird der erste Term der wichtigste, und das Ion bewegt sich parallel der elektrischen Kraft; wenn dagegen RH groß ist, so wird der letzte Term von der größten Bedeutung und das Ion bewegt sich parallel der magnetischen Kraft. Da R die Geschwindigkeit des Ions im Felde Eins ist, und da die Einheit des Feldes im elektromagnetischen System 10^{-8} Volt pro cm ist, so würde der Wert von R für ein Ion, das sich durch Luft bei atmosphärischem Druck bewegt, gleich $1{,}5\cdot 10^{-8}$ sein, demnach die Geschwindigkeit des Ions im Felde von einem Volt pro cm nahezu 1,5 cm/sek. Demnach würde es bei atmosphärischem Druck nicht ausführbar sein, ein magnetisches Feld zu erzeugen, das stark genug ist, um RH groß zu machen. Da R bei weitgehender Änderung des Druckes umgekehrt proportional mit dem Drucke ist, so ist es bei sehr niedrigem Druck wohl möglich, RH groß zu machen und demnach die Wanderung der Ionen längs der magnetischen Kraftlinien zu bewirken.

Elektr. und magn. Kraft gleichförmig.

Wir wollen den Fall annehmen, daß ein Ion in ein elektrisches Feld gebracht wird, in welchem die elektrische und die magnetische Kraft gleichförmig sind; angenommen, die elektrische Kraft sei parallel mit der x-Achse und die magnetische Kraft verläuft in der xz-Ebene, so wird $Y=0$, $Z=0$, $\beta=0$, und die Gleichungen (2) werden näherungsweise für kleines $R^2(\alpha^2+\gamma^2)$

$$u = \frac{R\cdot X(1+R^2\alpha^2)}{1+R^2(\alpha^2+\gamma^2)} = RX$$

$$v = -\frac{R^2\gamma X}{1+R^2(\alpha^2+\gamma^2)} = -R^2\gamma X$$

$$w = \frac{R^3\alpha\cdot\gamma X}{1+R^2(\alpha^2+\gamma^2)} = R^3\alpha\cdot\gamma X.$$

Demnach zerfällt die Wirkung der magnetischen Kraft in eine,

die dem Ion eine Geschwindigkeit von der Größe $-R\gamma u$, rechtwinklig zur elektrischen und magnetischen Kraft, zu geben vermag, und in eine, die ihm eine Geschwindigkeit gleich $R^2\gamma(\alpha^2+\gamma^2)^{\frac{1}{2}}u$ in der xz-Ebene rechtwinklig zur magnetischen Kraft erteilt.

Wenn positive und negative Ionen vorhanden sind, und wenn R_1 der Wert von R für das positive und R_2 für das negative Ion ist, und wenn u_1, v_1, w_1; u_2, v_2, w_2 die entsprechenden Geschwindigkeiten der positiven und negativen Ionen bedeuten, so wird, wenn n positive und negative Ionen pro Volumeneinheit vorhanden sind, der Strom parallel der y-Richtung gleich sein $ne(v_1-v_2)$ oder, wenn wir die Werte von v_1 und v_2 einsetzen, gleich

$$ne(R_2^2-R_1^2)\gamma X=(R_2-R_1)\gamma I,$$

wo I die Größe des Stromes parallel zur x-Achse ist; wenn demnach die Geschwindigkeiten des positiven und negativen Ions nicht einander gleich sind, so wird das magnetische Feld einen Nebenstrom entstehen lassen, der proportional mit seiner eigenen Stärke ist, und die Richtung des Stromes wird unter einem Winkel, dessen Tangente gleich $(R_2-R_1)\gamma$ ist, abgelenkt. Wenn wir Terme, die proportional mit $(RH)^2$ sind, wo H die magnetische Kraft ist, allein haben, so ist ersichtlich, daß der hinzukommende Strom proportional mit

$$(R_1^2+R_2^2-R_1R_2)\gamma(\alpha^2+\gamma^2)^{\frac{1}{2}}I$$

ist und in der xz-Ebene rechtwinklig zur magnetischen Kraft fließt.

Wenn das elektrische Feld nicht gleichförmig ist, sondern so wie im Falle eines geladenen Teilchens, von einem Punkte strahlenförmig ausgeht, so können wir ohne Schwierigkeit zeigen, daß ein Ion in einem gleichförmig magnetischen Felde eine Spirale beschreiben wird, die auf einem Rotationskegel liegt, dessen Achse parallel mit der magnetischen Kraft ist.

Bewegungen eines freien Ions in einem magnetischen Felde.

Gleichförmiges magnetisches Feld von konstanter Richtung.

41. Wenn das Ion, anstatt sich durch ein Gas, das aus Molekülen besteht, hindurchbewegen zu müssen, sich in einem Vakuum bewegt, so ist die Bahn, die es in einem gleichförmigen magnetischen Felde beschreibt, leicht zu finden. Wir wollen zunächst den Fall annehmen, daß keine elektrische Kraft das Ion beeinflußt, dann wird, da die einzige Kraft, die auf das Ion wirkt, die ist, die dem magnetischen Felde zukommt, und da die Kraft immer im rechten Winkel zur Bahn des Ions wirkt, die Geschwindigkeit des Ions konstant sein; da nun die Kraftwirkung rechtwinklig zur magnetischen Kraft gerichtet ist, so wird keine Beschleunigung parallel zu dieser Kraft stattfinden, so daß, wenn das magnetische Feld gleichförmig ist, die

Komponente der Geschwindigkeit parallel zur magnetischen Kraft konstant ist. Da aber die resultierende Geschwindigkeit konstant ist, so muß auch die Richtung der Bewegung des Ions in einem konstanten Winkel zur magnetischen Kraft liegen. Wenn ϱ der Krümmungsradius der Bahn des Ions, m seine Masse, v seine Geschwindigkeit ist, so ist die Kraft in Richtung der Normalen gleich

$$\frac{mv^2}{\varrho},$$

diese Kraft aber ist gleich $Hev \sin\theta$, wo H die magnetische Kraft und θ der Winkel zwischen H und v, e die Ladung des Ions ist. Wir haben demnach

$$\frac{mv^2}{\varrho} = Hev \sin\theta$$

oder

$$\varrho = \frac{mv}{eH \sin\theta}.$$

Da nun v und θ konstant sind, so ist auch der Krümmungsradius der Bahn konstant, es ist also die Bahn des Teilchens eine Schraubenwindung auf einem Kreiszylinder[1]), dessen Achse parallel mit den magnetischen Kraftlinien liegt, der Radius des Zylinders ist gleich $\varrho \sin^2\theta$ oder gleich $mv \sin\theta/eH$. Wenn das Teilchen rechtwinklig zu den magnetischen Kraftlinien vorwärts geschleudert wird, so schrumpft die Schraubenlinie zum Kreise zusammen, dessen Radius gleich mv/eH ist; da die Bahn in diesem Falle eine geschlossene ist, so kann das Ion nie über eine bestimmte Entfernung von seinem Ausgangspunkte sich entfernen. Wenn die Geschwindigkeit des Ions eine parallele Komponente zur magnetischen Kraft hat, so bleibt diese Komponente konstant, und das Ion wird gleiche Räume parallel zur magnetischen Kraft in gleichen Zeiten durchqueren, während in der Richtung senkrecht zur magnetischen Kraft die Geschwindigkeit des Ions manchmal in der einen Richtung und manchmal in der entgegengesetzten verläuft, so daß das Ion, wie weit es sich auch bewegt, sich nie über eine bestimmte Strecke von der Kraftlinie entfernt. Wir können demnach das allgemeine Verhalten dadurch ausdrücken, daß wir sagen, daß im magnetischen Felde die Ionen danach trachten, den Magnetkraftlinien zu folgen.

Kreisförmiges Feld.

42. Die vorhergehende Untersuchung bezieht sich auf den Fall, daß das magnetische Feld konstant ist und die magnetischen Kraftlinien ihre Richtung nicht ändern; es ist von Interesse zu sehen, ob die Ionen auch weiter den magnetischen Kraftlinien folgen, wenn diese ihre Richtung von Punkt zu Punkt wechseln. Wir wollen den speziellen

1) G. G. Stokes, Proc. Roy. Soc. Mar. 30, 1876; Phil. Mag. V, 2, p. 359, 1876.

Fall annehmen, daß die magnetischen Kraftlinien in Kreisen um die Z-Achse verlaufen, daß also das Feld dasjenige ist, welches einem Strome i, der längs der Achse fließt, zukommt; in diesem Falle wird, wenn α, β, γ die Komponenten der magnetischen Kraft an einem Punkte mit den Koordinaten x, y, z bedeuten,

$$\alpha = \frac{2iy}{x^2 + y^2},$$

$$\beta = -\frac{2ix}{x^2 + y^2},$$

$$\gamma = 0,$$

und wenn m die Masse des Ions, e die elektrische Ladung ist, so ergibt sich

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -e\frac{2ix}{x^2 + y^2}\frac{dz}{dt}$$

$$m\frac{d^2y}{dt^2} = -e\frac{2iy}{x^2 + y^2}\frac{dz}{dt}$$

$$m\frac{d^2z}{dt^2} = \frac{2ei}{x^2 + y^2}\left(x\frac{dx}{dt} + y\frac{dy}{dt}\right) = ei\frac{d}{dt}\log(x^2 + y^2).$$

Aus diesen Gleichungen erhalten wir

$$\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2 = \text{const} = V^2,$$

wo V die Anfangsgeschwindigkeit des Ions ist.

Nun ist

$$y\frac{d^2x}{dt^2} + x\frac{d^2y}{dt^2} = 0.$$

Wenn demnach ϱ und θ die Polarkoordinaten in der xy-Ebene des Ions sind, so ist

$$\varrho^2\frac{d\theta}{dt} = h,$$

wo h eine Konstante ist;

$$\frac{dz}{dt} = \frac{2ei}{m}\log\varrho + C,$$

wo C eine Konstante ist: demnach ist die Bahn des Ions in der xy-Ebene die eines Teilchens von der Masse m, auf die eine Zentralkraft von der Größe

$$\frac{\left(\frac{4e^2i^2}{m}\log\varrho + 2eiC\right)}{\varrho}$$

anziehend wirkt.

Da nun

$$\left(\frac{d\varrho}{dt}\right)^2 + \varrho^2\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2 = V^2,$$

ist, so haben wir

$$\left(\frac{d\varrho}{dt}\right)^2 = V^2 - \frac{h^2}{\varrho^2} - \left(\frac{2ei}{m}\log\varrho + C\right)^2.$$

Da

$$\left(\frac{d\varrho}{dt}\right)^2$$

stets positiv sein muß, so wird ϱ stets zwischen der größten und kleinsten Wurzel der Gleichung

$$\frac{2ei}{m}\log R = \left\{V^2 - \frac{h^2}{R^2}\right\}^{\frac{1}{2}} - C$$

liegen, so daß das Ion immer in einer bestimmten Entfernung von der z-Achse bleiben wird.

Verschiedene Anfangsrichtungen des Ions.

43. Wir wollen einige spezielle Fälle betrachten. Das Ion habe eine Ausgangsgeschwindigkeit im Punkte $\varrho = a$ parallel mit den magnetischen Kraftlinien; dann wird, da $dz/dt = 0$ ist, wenn $\varrho = a$ ist,

$$\frac{dz}{dt} = \frac{2ei}{m}\log\frac{\varrho}{a}$$

sein, und da

$$h = Va,$$

so folgt

$$\left(\frac{d\varrho}{dt}\right)^2 = V^2\left(1 - \frac{a^2}{\varrho^2}\right) - \left(\frac{2ei}{m}\log\frac{\varrho}{a}\right)^2;$$

aus dieser Gleichung sehen wir, daß ϱ nie kleiner als a sein kann, und daß demnach die Geschwindigkeit parallel zur z-Achse nie ihr Vorzeichen ändern kann; weiter kann ϱ nie größer als R sein, das durch die Gleichung

$$\frac{2ei}{m}\log\frac{R}{a} = V\left(1 - \frac{a^2}{R^2}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (1)$$

gegeben ist. $R = a$ erfüllt die Gleichung, aber es existiert noch eine andere Wurzel, die größer als a ist; diese Wurzel ist es, welche den maximalen Wert von ϱ angibt.

Das Ion beschreibt demnach in der Ebene rechtwinklig zur z-Achse eine Bahn, die zwischen den Kreisen $\varrho = a$ und $\varrho = R$ liegt, und da ferner das Ion sich im wesentlichen längs der Richtung der magnetischen Kraftlinien bewegt, so werden auch in diesem Falle die Ionen parallel zur Symmetrieachse des magnetischen Feldes getrieben. Wenn V klein ist im Vergleich mit $2ei/m$, so wird die Lösung der Gleichung (1)

$$R = a(1 + \xi),$$

wo

$$\xi = \frac{V^2}{\frac{2e^2i^2}{m^2}}$$

ist. In diesem Falle ist die Maximalgeschwindigkeit parallel zur z-Achse gleich $V\cdot(V/eim)$, also klein im Vergleich mit V. Je kleiner demnach die Anfangsgeschwindigkeit ist, um so weitgehender wird

die Bahn des Teilchens mit einer magnetischen Kraftlinie zusammenfallen.

44. In dem Falle, den wir nun behandeln wollen, gehe das Ion von $\varrho = a$ in der Richtung parallel zur z-Achse aus; es ist dann $h = 0$ und die Bahn des Ions liegt in der Ebene durch die z-Achse und den Ausgangspunkt; wenn V die Anfangsgeschwindigkeit ist, dann ist

$$\frac{dz}{dt} = \frac{2ei}{m} \log \frac{\varrho}{a} + V;$$

nun kann dz/dt nie größer als V sein; wenn demnach V und $2ei/m$ von demselben Vorzeichen sind, so kann ϱ nie größer als a sein. Die Werte, zwischen denen ϱ schwankt, sind

$$a \text{ und } a \cdot \varepsilon^{-\frac{V}{e \cdot i/m}};$$

die Bahn ist eine geschlossene, und ihre Dimensionen sind sehr klein, wenn V klein ist im Vergleich zu ei/m. Wenn V und ei/m von entgegengesetztem Vorzeichen sind, so können wir zeigen, daß ϱ nie kleiner als a ist und zwischen

$$a \text{ und } a \cdot \varepsilon^{-\frac{V}{e \cdot i/m}}$$

variiert.

45. Ein dritter Fall, den wir jetzt betrachten wollen, ist der, daß das Teilchen mit einer Geschwindigkeit V parallel zu ϱ von $\varrho = a$ ausgeht, in diesem Falle ist wieder $h = 0$, aber nunmehr ist

$$\frac{dz}{dt} = \frac{2ei}{m} \log \frac{\varrho}{a}.$$

Da dz/dt nie größer sein kann als V, so sehen wir, daß ϱ zwischen den Werten

$$\varrho = a \cdot \varepsilon^{\frac{mV}{2 \cdot ei}}$$

und

$$\varrho = a \cdot \varepsilon^{-\frac{mV}{2 \cdot ei}}$$

liegen muß; die Bahn liegt in einer Ebene durch die z-Achse und den Ausgangspunkt. Wenn das magnetische Feld sehr stark ist und deshalb $mV/2ei$ klein ist, so ist ϱ stets nahezu gleich a; angenommen es wäre $a(1 + \xi)$, so werden unsere Gleichungen dann annähernd

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} = -\left(\frac{2ei}{m}\right)^2 \frac{\xi}{a^2}$$

$$\frac{dz}{dt} = \frac{2ei}{m} \xi;$$

die Lösung hiervon ist

$$\xi = A \cdot \sin\left(\frac{2i}{a}\,\frac{e}{m}\,t\right)$$

$$z = a \cdot A \cos\frac{2i}{a}\,\frac{e}{m}\,t.$$

Da nun

$$V = a\,\frac{d\xi}{dt},$$

für $t = 0$, so ist

$$aA = V\,\frac{m}{e}\,\frac{a}{2i} = \frac{Vm}{He},$$

wo H die magnetische Kraft an der Stelle des Ausgangspunktes ist. Demnach ist die Bahn, wie zu erwarten war, in diesem Falle ein Kreis, dessen Radius aA gleich $(V/H)(m/e)$ ist.

Wir sehen sowohl aus der Überlegung bei dem variablen Felde als bei der beim konstanten Felde, daß das Ion das Bestreben hat, den magnetischen Kraftlinien zu folgen, außer in dem sehr speziellen Falle, daß die Verhältnisse der Anfangsgeschwindigkeit derartig sind, daß das Ion während seiner Bewegung stets die Kraftlinien unter rechtem Winkel schneidet.

Bewegung eines Ions unter der gemeinsamen Einwirkung eines elektrischen und magnetischen Feldes.

46. Wir wollen jetzt die Bewegung eines Ions untersuchen, wenn auf dasselbe gleichzeitig eine elektrische und magnetische Kraft einwirkt, und wir wollen zunächst den Fall annehmen, daß beide wirkende Kräfte konstante Werte haben. Die z-Achse sei parallel zur magnetischen Kraft und die xz-Ebene parallel zur elektrischen Kraft. H sei die magnetische Kraft, X, Y, Z die Komponenten der elektrischen Kraft, wenn dann m die Masse eines Ions, e seine Ladung und x, y, z die Koordinaten desselben sind, so werden die Bewegungsgleichungen

$$m \cdot \frac{d^2x}{dt^2} = Xe - He\,\frac{dy}{dt} \tag{1}$$

$$m \cdot \frac{d^2y}{dt^2} = He \cdot \frac{dx}{dt} \tag{2}$$

$$m \cdot \frac{d^2z}{dt^2} = Ze. \tag{3}$$

Aus Gleichung (3) ergibt sich

$$z = \frac{1}{2}\,\frac{Ze}{m}\,t^2 + w_0 t, \tag{4}$$

wo w_0 die Anfangsgeschwindigkeit parallel der z-Achse ist, indem der Koordinatenanfang als der Ausgangspunkt des Ions angenommen wird.

Aus Gleichung (1) und (2) ergibt sich

$$y = c + \frac{X}{H} t + A \cos wt + B \sin wt \tag{5}$$

$$x = a - A \sin wt + B \cos wt, \tag{6}$$

wo a, c, A und B willkürliche Konstanten sind, und $w = He/m$ ist. Wenn wir Gleichung (5) und (6) in der Form schreiben

$$y - c = \frac{X}{wH} wt + A' \cos (wt - a)$$

$$x - a = - A \sin (wt - a),$$

so sehen wir, daß der Anfang der Bahn des Ions in der yz-Ebene eine Trochoide ist, die durch einen Kreis erzeugt ist, dessen Radius gleich X/wH ist und der auf einer geraden Linie, die senkrecht zur elektrischen Kraft ist, abrollt; die Entfernung des Spurpunktes vom Zentrum des rollenden Kreises ist A'. Da der mittlere Wert der periodischen Größe zu verschwinden strebt, wenn die Zeit, über welche der mittlere Wert ausgedehnt ist, groß ist, im Vergleich mit $1/w$, so sehen wir aus Gleichung (5) und (6), daß die Gleichungen

$$y = c + \frac{X}{H} t$$

$$x = a$$

die mittlere Lage des Ions ergeben, und daß die mittlere Geschwindigkeit parallel zur y-Achse gleich X/H ist, während sie parallel zur z-Achse verschwindet. Da die Geschwindigkeit parallel zur z-Achse zur Zeit t gleich ist

$$\frac{Ze}{m} t + w,$$

so sehen wir, daß, falls Z endlich ist, die Geschwindigkeit parallel zur z-Achse schließlich unendlich groß wird im Vergleich mit den Komponenten parallel zu den anderen Achsen, demnach werden in diesem Falle die Ionen schließlich sich längs den magnetischen Kraftlinien bewegen; wir müssen uns jedoch stets daran erinnern, daß diese Überlegung nur anwendbar ist, wenn das elektrische Feld eine endliche Komponente in dieser Richtung besitzt. Wenn wir die Konstante in (5) und (6) bestimmen in Werten der v_0, u_0, der Anfangsgeschwindigkeiten der Geschwindigkeitskomponenten des Ions parallel der y- resp. x-Achse, so haben wir, wenn wir als Anfangspunkt den Ausgangspunkt wählen,

$$y = \frac{u_0}{w} (1 - \cos wt) + \frac{X}{H} t + \left(v_0 - \frac{X}{H}\right) \frac{1}{w} \sin wt \tag{7}$$

$$x = \left(\frac{X}{H} - v_0\right) \frac{1}{w} (1 - \cos wt) + \frac{u_0}{w} \sin wt. \tag{8}$$

Wenn $X = 0$ ist, was z. B. eintritt, wenn die Richtungen der elektrischen und magnetischen Kraft zusammenfallen, so ergibt sich

$$\left(x + \frac{v_0}{w}\right)^2 + \left(y - \frac{u_0}{w}\right)^2 = \frac{{v_0}^2 + {u_0}^2}{w^2};$$

es ist demnach die Projektion der Bahn des Ions auf die yz-Ebene ein Kreis, und die Bahn des Ions ist eine Schraubenlinie von gleichmäßig ansteigendem Gange, deren Achse parallel mit den magnetischen Kraftlinien liegt.

Wenn $Z = 0$ ist, was z. B. eintrifft, wenn die elektrische Kraft rechtwinklig zur magnetischen ist, und wenn außerdem u_0, v_0, w_0 verschwindet, so haben wir

$$y = \frac{X}{wH}(wt - \sin wt)$$

$$x = \frac{X}{wH}(1 - \cos wt).$$

Dies ist die Gleichung einer Cykloide; der Radius des sie erzeugenden Kreises ist, X/wH oder Xm/eH^2; die Gerade, auf welcher er abrollt, ist senkrecht zur elektrischen Kraft. Die größte Entfernung, welche das Teilchen von seinem Anfangspunkt erreichen kann, ist, in Richtung der elektrischen Kraft gemessen, gleich $2Xm/eH^2$, die mittlere Geschwindigkeit in dieser Richtung ist Null, während die mittlere Geschwindigkeit parallel zur y-Achse in diesem Falle also rechtwinklig zur elektrischen und magnetischen Kraft endlich und gleich X/H ist. Wenn das Ion mit der Geschwindigkeit ω parallel zur z-Achse ausginge, würde es diese Geschwindigkeit unverändert beibehalten, und die mittlere Bewegungsrichtung des Ions würde im rechten Winkel zur elektrischen Kraft und längs einer Kraftlinie einen Winkel von $\tan^{-1} X/\omega H$ mit der Richtung der magnetischen Kraft bilden.

47. Wenn $u_0 = 0$ und $v_0 = X/H$ ist, so haben wir

$$y = v_0 t,$$

$$x = 0.$$

Es ist in diesem Falle die Bahn des Ions in der xz-Ebene gelegen und die gleiche, als wenn weder elektrische noch magnetische Kräfte auf das Ion wirkten. Die Kraft Xe auf das Teilchen, die dem elektrischen Felde zukommt, hebt sich in diesem Falle gerade auf mit der Kraft Hev, die dem magnetischen Felde entspricht.

48. Wir wollen jetzt zum allgemeinen Falle, der durch die Gleichungen (7) und (8) dargestellt wird, zurückkehren, wir ersehen aus diesen Gleichungen leicht, daß die maximale Geschwindigkeit V, die das Ion parallel der Ebene xy erlangen kann, durch die Gleichung gegeben ist:

$$V = \frac{X}{H} + \left\{{u_0}^2 + \left(\frac{X}{H} - v_0\right)^2\right\}^{\frac{1}{2}}.$$

Es ist demnach so lange, bis u_0 und v_0 mit X/H vergleichbar werden, die erreichte Maximalgeschwindigkeit sehr nahe $2X/H$ und unabhängig von der Anfangsgeschwindigkeit, der Ladung und der Masse des Ions. Die maximale Verschiebung ξ, die parallel der Richtung der elektrischen Kraft gemessen wird, wird durch die Gleichung

$$\xi = \left(\frac{X}{H} - v_0\right)\frac{1}{w} + \frac{1}{w}\left\{u_0^2 + \left(\frac{X}{H} - v_0\right)^2\right\}^{\frac{1}{2}}$$

gegeben, demnach wird die Entfernung, die das Ion parallel den elektrischen Kraftlinien zurücklegt, so lange sehr nahe und unabhängig von der Anfangsgeschwindigkeit des Ions bleiben, als u_0 und v_0 vergleichbar bleiben mit X/H.

Aus dieser Diskussion kann man schließen, daß außer in dem speziellen Falle, in dem die elektrische und magnetische Kraft rechtwinklig zueinander sind, die Ionen schließlich längs den magnetischen Kraftlinien wandern.

49. Der Fall, wo die elektrische und magnetische Kraft rechtwinklig zueinander sind, ist außerordentlich wichtig, da er die Felder, die durch elektrische Schwingung hervorgerufen werden, mit beherrscht. Bei diesen Wellen sind die elektrischen und magnetischen Kräfte nicht konstant, sondern im Fall einer einfachen harmonischen Welle können sie proportional mit $\cos pt$ gesetzt werden. Wenn diese Schwingungen alle divergent sind, so ist die elektrische Kraft gleich dem V-fachen der magnetischen, wo V die Geschwindigkeit ist, mit welcher die elektrischen Schwingungen durch das Medium hindurchgehen. Wenn demnach die Richtung der Fortpflanzung der Welle parallel zur y-Achse stattfindet und wenn die magnetische Kraft parallel zur z-Achse verläuft und gleich $H_0 \cos\theta$ ist, so wird die elektrische Kraft parallel zur x-Achse verlaufen und gleich $V \cdot H_0 \cos\theta$ sein, wo

$$\theta = p\left(t - \frac{y}{V}\right)$$

ist. Die Bewegungsgleichungen des geladenen Teilchens, auf das die elektrischen Schwingungen einwirken, werden

$$m \cdot \frac{d^2x}{dt^2} = e\left(V - \frac{dy}{dt}\right) H_0 \cos\theta$$

$$m \cdot \frac{d^2y}{dt^2} = e\frac{dx}{dt} H_0 \cos\theta .$$

Aus diesen Gleichungen ergibt sich, wenn dx/dt und θ gleichzeitig verschwinden:

$$\frac{dx}{dt} = -\frac{e}{m}\frac{V}{p} H_0 \sin\theta$$

$$\frac{d^2\,2\theta}{dt^2} + \frac{H_0^2 e^2}{m^2} \sin 2\theta = 0 .$$

Der Charakter der Bewegung des Ions wird abhängen von dem Werte von $H_0 e/p\nu$; wenn diese Größe groß ist, so wird die mittlere Geschwindigkeit des Ions parallel zur x-Achse verschwinden, während sie parallel zur y-Achse gleich V wird. Es wird also in diesem Falle die Welle die geladenen Teilchen mit sich forttragen. Wenn jedoch $H_0 e/pm$ eine kleine Größe ist, so wird die Wirkung der Welle die sein, daß eine unbedeutende Vibrationsbewegung parallel zur elektrischen Kraft der Welle sich über die ungestörte Bewegung, also rechtwinklig zur Fortpflanzungsrichtung, superponiert.

Fünftes Kapitel.

Bestimmung des Verhältnisses von Ladung zu Masse eines Ions.

50. Der Wert von e/m, der Ladung eines Ions zu seiner Masse, wurde durch die Anwendung einiger der Resultate bestimmt, die wir im vorhergehenden Kapitel erörtert haben. Der erste Fall, den wir betrachten wollen, ist der der Ionen in Kathodenstrahlen.

Im Kapitel über Kathodenstrahlen werden wir zeigen, wie wir zu dem Schlusse geführt werden, daß die Kathodenstrahlen, also die Strahlen, welche in einer weitgehend luftleer gemachten Röhre, durch welche ein elektrischer Strom geht, von der Kathode ausgehen und beim Auftreffen auf das Glas der Röhre eine lebhafte Phosphoreszenz erregen, aus negativen elektrischen Teilchen bestehen, die aus der Nachbarschaft der Kathode kommen und sich mit einer großen Geschwindigkeit längs gerader Linien bewegen. Unter der Annahme, daß dies die Natur der Kathodenstrahlen ist, werden wir jetzt zeigen, wie man die Geschwindigkeit der Teilchen und den Wert von e/m bestimmen kann. In einer weit ausgepumpten Röhre, wie sie in Fig. 28 dargestellt ist, sei C Kathode, A Anode, B eine dicke Metall-

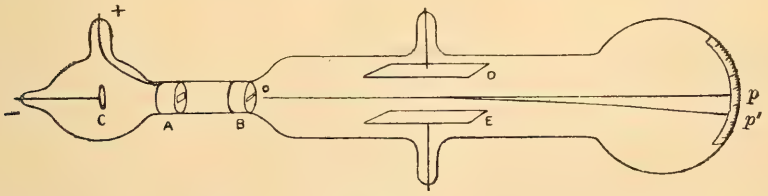


Fig. 28.

scheibe, die an Erde gelegt ist. Öffnungen von etwa einem Millimeter Durchmesser sind durch die Mitte der Scheibe und durch die Anode gebohrt; einige Kathodenstrahlen, die aus der Nachbarschaft der Kathode kommen, gehen durch diese Öffnungen, demnach haben wir in dem Teile der Röhre, der rechts von der Scheibe ist, einen Strahl negativ elektrischer Teilchen, die längs gerader Linien parallel zur Verbindungslinie der Blenden sich fortpflanzen und den Teil des Glases, auf den sie auftreffen, durch einen leuchtenden Phosphoreszenz-

fleck p markieren. Wird eine solche Röhre in ein gleichförmiges, magnetisches Feld gebracht, dessen Kraftlinien rechtwinklig zur Bahn des Ions verlaufen, so werden die Ionenbahnen zu Kreisen, deren Radien gleich (siehe S. 82) mv/eH sind, wo m die Masse des Ions, e seine Ladung, v seine Geschwindigkeit und H die Stärke des magnetischen Feldes ist. Die Stelle, an welcher die Teilchen die Röhre treffen, wird nicht länger bei p liegen, sondern an irgend einem anderen Orte p', wo die Richtung von pp' rechtwinklig zur magnetischen Kraft liegt. Da op' der Bogen eines Kreises ist, von dem op eine Tangente ist, so haben wir

$$pp'(2R + pp') = op^2,$$

wo R der Radius des Kreises ist; demnach ist

$$2R = \frac{op^2}{pp'} - pp'$$

oder, da $R = mv/eH$ ist, so ergibt sich:

$$2\frac{mv}{eH} = \frac{op^2}{pp'} - pp'.$$

Wenn die magnetische Kraft nicht gleichförmig ist, so können wir, wie folgt, verfahren. Da ϱ der Krümmungsradius an einem Punkte der Bahn des Ions durch die Gleichung gegeben ist

$$\frac{1}{\varrho} = \frac{He}{vm},$$

und da, wenn die Bahn des Ions schwach gekrümmt ist, $1/\varrho$ sehr nahe gleich d^2y/dx^2, wo y und x die Koordinaten des Ions sind, x längs der ungestörten Bahn und y rechtwinklig hierzu gemessen wird. Wir haben also

$$\frac{d^2y}{dx^2} = \frac{He}{v \cdot m},$$

so daß

$$pp' = \frac{e}{v \cdot m} \int_0^{op} \left[\int_0^x H dx \right] dx. \qquad (1)$$

Wenn wir also pp' messen und die Verteilung der magnetischen Kraft H längs der Röhre kennen, so können wir aus dieser Gleichung die Werte von e/vm bestimmen. Dies ergibt eine Beziehung zwischen v und m/e. v können wir in folgender Weise bestimmen: Zwei parallele Metallplatten D und E werden in der Röhre so angebracht, daß sie parallel zu den magnetischen Kraftlinien und parallel zur ungestörten Bahn der Strahlen sind; diese Platten werden auf bekanntem Potential gehalten, indem man sie mit den Polen einer Batterie verbindet. Wir haben dann ein elektrisches Feld zwischen den Platten, dessen Kraftlinien rechtwinklig zu den magnetischen Kraftlinien und

zur Richtung der Bewegung der Ionen verlaufen; die elektrische Kraft Y ist bestrebt, das Ion mit einer Kraft Ye, die auf das Ion wirkt, abzulenken; die Kraft, die durch das magnetische Feld ausgeübt wird, wirkt in derselben geraden Linie und ist gleich Hev. Wenn wir das Vorzeichen der Potentialdifferenz so einrichten, daß die elektrische und magnetische Kraft einander entgegenwirken, so können wir, wenn wir eine der Kräfte, sagen wir die elektrische, konstant halten, die Größe der anderen variieren, bis die beiden Kräfte sich einander aufheben; der Eintritt dieses Zustandes kann durch Beobachtung des Phosphoreszenzfleckes p', der sich alsdann wiederum in seiner Anfangslage befinden muß, erkannt werden. Ist dies erreicht, so haben wir

$$Ye = Hev$$

oder

$$v = \frac{Y}{H}. \tag{2}$$

Wenn wir also Y/H messen, so können wir die Geschwindigkeit der Ionen, aus denen die Kathodenstrahlen bestehen, angeben. Kennen wir e/vm aus dem Experiment der magnetischen Ablenkung, so können wir auf diese Weise die Werte von e/m und v bestimmen. Gleichung (2) ist unter der Annahme abgeleitet, daß die magnetische und elektrische Kraft gleichförmig sind; ist diese Bedingung nicht erfüllt, so müssen wir folgendermaßen verfahren. Angenommen, p'' wäre die verschobene Lage von p, wenn das elektrische Feld allein auf die Strahlen einwirkt, dann läßt sich ohne Schwierigkeit beweisen, daß

$$pp'' = \frac{e}{v^2 \cdot m} \int_0^{op} \left[\int_0^x Y dx \right] dx \tag{3}$$

ist. Wenn wir also die Verteilung des elektrischen Feldes und den Wert von pp'' kennen, so können wir aus Gleichung (3) den Wert von e/v^2m finden, und da aus Gleichung (2) die Größe $e/v \cdot m$ zu bestimmen ist, so haben wir die Daten, um v und e/m zu berechnen.

Um diese Methode anzuwenden, ist es notwendig, daß der Druck des Gases im Entladungsrohr, in dem die Strahlen erzeugt werden, außerordentlich niedrig ist; der Durchgang der Kathodenstrahlen durch das Gas macht das Gas leitend, und die Folge hiervon ist, daß die Strahlen vor der Einwirkung des elektrostatischen Feldes, durch welches sie sich bewegen, geschützt sind und die elektrostatische Abstoßung kaum wahrnehmbar wird; wenn jedoch der Druck des Gases sehr niedrig ist, so ist die Leitfähigkeit des Gases so gering, daß sie nicht mehr merklich die elektrostatische Einwirkung beeinflußt, so daß die durch das elektrische Feld hervorgerufene Ablenkung leicht beobachtbar wird.

Der Autor hat diese Methode im Jahre 1897[1]) angewendet, und die Werte für v und e/m erhalten, die in der folgenden Tabelle wiedergegeben sind. Die erste Spalte enthält den Namen des Gases, welches die Röhre enthielt; die verschiedenen Zahlen, die unter ein und demselben Gase angegeben sind, beziehen sich auf Experimente bei verschiedenem Druck.

Gas	v	m/e
Luft	$2{,}8 \cdot 10^9$	$1{,}3 \cdot 10^{-7}$
Luft	$2{,}8 \cdot 10^9$	$1{,}1 \cdot 10^{-7}$
Luft	$2{,}3 \cdot 10^9$	$1{,}2 \cdot 10^{-7}$
Luft*)	$3{,}6 \cdot 10^9$	$1{,}3 \cdot 10^{-7}$
Luft*)	$2{,}8 \cdot 10^9$	$1{,}1 \cdot 10^{-7}$
Wasserstoff	$2{,}5 \cdot 10^9$	$1{,}5 \cdot 10^{-7}$
Kohlensäure	$2{,}2 \cdot 10^9$	$1{,}5 \cdot 10^{-7}$

Der mittlere Wert von m/e ist $1{,}3 \cdot 10^{-7}$ oder $e/m = 7{,}7 \cdot 10^6$. Innerhalb der Fehlergrenzen des Experimentes ist, wie wir sehen, der Wert von e/m derselbe, ob das Gefäß mit Luft, Wasserstoff oder Kohlensäure gefüllt ist, er hängt also nicht von der Natur des Gases ab. Dieses Resultat wurde zuerst vom Verfasser[2]) durch eine andere Methode erhalten; der Druck im Entladungsgefäß war so justiert, daß die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden im Entladungsrohr die gleiche für alle Gase war; es wurden Photographien der Strahlen aufgenommen, wenn sie durch ein konstantes magnetisches Feld abgelenkt wurden, und aus diesen ergab sich, daß die abgelenkten Strahlen dieselben Lagen beibehielten, ob das Gas Wasserstoff, Sauerstoff, Luft, Kohlensäure oder Methyljodid war; diese Gase unterscheiden sich beträchtlich in ihrer Dichte, denn die Dichte vom Methyljodid ist 70mal so groß als die des Wasserstoffes. Die Konstanz des Wertes e/m für die Ionen, welche die Kathodenstrahlen bilden, steht in jähem Gegensatz zur Variabilität der entsprechenden Größe für die Ionen, die den elektrischen Strom im flüssigen Elektrolyten tragen. Auch Experimente über den Einfluß der Änderung des Metalles, aus dem die Kathode angefertigt war, wurden angestellt; die mit einem Sternchen bezeichneten Experimente in voriger Tabelle wurden mit Platinelektroden, alle anderen mit Aluminiumelektroden ausgeführt; die Werte von e/m sind in beiden Fällen die gleichen. Eine weitere Reihe von Experimenten über diesen Punkt wurde von H. A. Wilson[3]) angestellt; er verwendete Kathoden aus Aluminium, Kupfer, Eisen, Blei, Platin, Silber, Zinn und Zink und fand denselben Wert für e/m in allen Fällen.

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. V, 44, p. 293, 1897.
2) J. J. Thomson, Proc. Cambr. Phil. Soc. IX, p. 243, 1897.
3) H. A. Wilson, Proc. Cambr. Phil. Soc. XI, p. 179, 1901.

Wenn wir die Größe von e/m, die nahezu $7{,}7 \cdot 10^6$ für die Ionen in Kathodenstrahlen ist, mit dem Werte vergleichen, den die entsprechende Größe für die Ionen hat, welche den Strom durch flüssige Elektrolyte tragen, so werden wir zu einem äußerst interessanten Schluß geführt; der größte Wert von e/m im Falle der elektrolytischen Leitung ist der des Wasserstoffions, für diesen Fall ergibt er sich angenähert gleich 10^4. Wenn wir auf die Bestimmung der elektrischen Ladung, die vom Ion in den Kathodenstrahlen getragen wird, zu sprechen kommen, werden wir sehen, daß ihre Größe gleich der des Wasserstoffions im Elektrolyten ist; hieraus aber folgt, daß die Masse des Wasserstoffions 770 mal so groß sein muß als die des Ions in Kathodenstrahlen; es muß also der Träger der negativen Elektrizität in diesen Strahlen sehr klein sein im Vergleich mit der Masse des Wasserstoffatoms. Wir werden auf diesen Punkt zurückkommen, wenn wir andere Erscheinungen, die sich auf Gasionen beziehen, studiert haben werden.

Ionen in Lenardstrahlen.

51. Lenard[1]) hat auf die eben beschriebene Methode die Geschwindigkeit und den Wert von e/m für die Lenardstrahlen bestimmt; Lenardstrahlen sind Kathodenstrahlen, die ein Fenster des Entladungsrohrs aus sehr dünner Aluminiumfolie durchdrungen haben und durch dieses Fenster vom Entladungsraume getrennt sind. Bei Lenards Experimenten treten die Strahlen, nach Verlassen des Entladungsraums, in ein hoch evakuiertes Gefäß, wo sie durch elektrische und magnetische Kräfte in der Weise abgelenkt wurden, die wir in dem vorhergehenden Paragraphen beschrieben haben; die Resultate der Experimente sind in folgender Tabelle wiedergegeben.

v cm/sek.	e/m
$6{,}7 \cdot 10^9$	$6{,}49 \cdot 10^6$
$7 \cdot 10^9$	$6{,}32 \cdot 10^6$
$8{,}1 \cdot 10^9$	$6{,}36 \cdot 10^6$

Der mittlere Wert von e/m ist $6{,}39 \cdot 10^6$, was gut mit dem Werte $7{,}7 \cdot 10^6$, der oben gefunden wurde, übereinstimmt. Es muß bemerkt werden, daß die Geschwindigkeiten der Ionen in diesem Falle beträchtlich größer als in dem vorhergehenden sind; wenn wir beide Versuchsreihen zusammenstellen, so haben wir Geschwindigkeiten der Ionen, die von $2{,}2 \cdot 10^9$ bis $8{,}1 \cdot 10^9$ cm pro Sekunde, ohne irgend ein Anzeichen einer Änderung der Größe von e/m, variieren.

1) Lenard, Wied. Ann. 64, p. 279, 1898.

Lenard[1]) hat auch einige sehr interessante Experimente über die beschleunigende resp. verzögernde Wirkung eines äußeren elektrischen Feldes auf die Bewegung der Ionen angestellt. Der Apparat, den er dazu benutzte, ist in Figur 29 abgebildet.

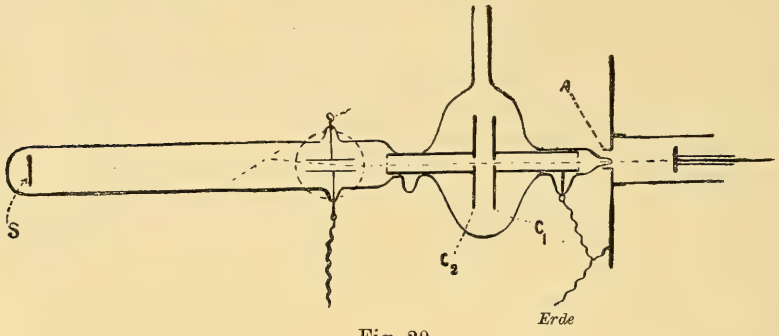


Fig. 29.

Die Strahlen treten durch das Fenster A und gehen durch kleine Blenden in zwei parallelen kreisförmigen Platten C_1 und C_2; von diesen ist C_1 stets an Erde gelegt, während C_2 mit Hilfe einer Elektrisiermaschine positiv oder negativ geladen wird. Nach Passieren dieses Kondensators gehen die Strahlen zwischen den beiden Platten M hindurch und erleiden eine elektrostatische Ablenkung, die auf dem Schirme S beobachtet wird; der um M punktierte Kreis stellt die Spulen dar, die benutzt wurden, um die magnetische Ablenkung zu erzeugen. Die Geschwindigkeit der Ionen wurde 1. bestimmt, wenn die Platten des Kondensators $C_1 C_2$ auf gleichem Potential waren, 2. wenn sie auf verschiedenem Potential waren; es ergab sich, daß, wenn die Platte C_2 negativ war, die Geschwindigkeit im Falle 2 geringer als im Fall 1 war, während sie, wenn die Platte C_2 positiv war, größer war; wenn v_1 die Geschwindigkeit des Ions im Falle 1, v_2 im Falle 2 ist, so ist, wenn wir annehmen, daß die ganze Änderung der Energie der Wirkung des elektrischen Feldes zuzuschreiben ist,

$$\tfrac{1}{2} m (v_2^2 - v_1^2) = eV, \qquad (1)$$

wo V die Potentialdifferenz zwischen den Platten ist und V positiv genommen werden muß, wenn C_2 auf höherem Potential als C_1 ist. Die Resultate des Lenardschen Experiments sind in folgender Tabelle wiedergegeben, die vierte Spalte enthält die Werte von e/m, die aus der Gleichung (1) berechnet sind.

1) Lenard, Wied. Ann. 65, p. 504, 1898.

v_1 (cm/sek.)	v_2 (cm/sek.)	V (elektromagnetische Einheit)	e/m
$0{,}7 \cdot 10^{10}$	$0{,}35 \cdot 10^{10}$	$-291 \cdot 10^{10}$	$6{,}2 \cdot 10^{6}$
$0{,}68 \cdot 10^{10}$	$0{,}34 \cdot 10^{10}$	$-210 \cdot 10^{10}$	$8{,}1 \cdot 10^{6}$
$0{,}62 \cdot 10^{10}$	$0{,}89 \cdot 10^{10}$	$+291 \cdot 10^{10}$	$6{,}9 \cdot 10^{6}$
$0{,}77 \cdot 10^{10}$	$0{,}47 \cdot 10^{10}$	$-291 \cdot 10^{10}$	$6{,}4 \cdot 10^{6}$
$0{,}79 \cdot 10^{10}$	$1{,}00 \cdot 10^{10}$	$+291 \cdot 10^{10}$	$6{,}6 \cdot 10^{6}$
$0{,}88 \cdot 10^{10}$	$1{,}07 \cdot 10^{10}$	$+291 \cdot 10^{10}$	$6{,}5 \cdot 10^{6}$

Die Konstanz der Werte von e/m ist ein strikter Beweis für die Richtigkeit der Theorie, nach der die Strahlen aus geladenen Teilchen bestehen, die sich mit großer Geschwindigkeit bewegen.[1])

Methode der Bestimmungen der Werte von e/m und v durch Messung der Energie der Kathodenstrahlen.

Thomsons Methode.

52. Noch einige andere Methoden wurden zur Messung von e/m verwendet. Eine, die der Verfasser[2]) benutzte, besteht darin, die Energie zu messen, die von den Strahlen mitgeführt wird. Zu diesem Zwecke wird ein feiner Strahl, der einen kleinen Ausschnitt in einem Metallzylinder passiert, ausgeblendet, um alsdann auf ein Thermoelement zu treffen. Das Thermoelement wird durch das Auftreffen der Strahlen erwärmt, und mittels eines Galvanometers wird die Temperaturerhöhung gemessen, die Größe der Erwärmung, welche die Kombination pro Zeiteinheit erhält, wurde bestimmt, ihr Betrag möge Q genannt werden; wenn wir dann annehmen, daß die Gesamtenergie der Kathodenstrahlen in Wärme verwandelt wird, so ergibt sich

$$\tfrac{1}{2} N m v^2 = Q,$$

wo N die Zahl der Ionen ist, die durch den Ausschnitt pro Zeiteinheit in den Zylinder treten, m die Masse und v die Geschwindigkeit des Ions.

Bezeichnet e die Ladung des Ions, so werden pro Zeiteinheit Ne Einheiten negativer Elektrizität in den Zylinder eintreten; die Erhöhung der negativen Ladung des Zylinders kann leicht gemessen werden, wenn der Zylinder isoliert und mit einem Elektrometer verbunden wird; ist E die negative Elektrizität, die sich auf dem Zylinder anhäuft, so ist

$$Ne = E.$$

1) Die longitudinale Beschleunigung der Kathodenstrahlen durch elektrostatische Kräfte wurde qualitativ zuerst von Des Coudres (Verh. d. Phys. Ges. Berlin, Febr. 1898) beobachtet. Die erste quantitalive Untersuchung hierüber, mit dem Resultat der Unabhängigkeit des e/m von v, verdanken wir einer außerordentlich wertvollen Arbeit von Kaufmann (Wied. Ann. 65, p. 432, 1898).

2) J. J. Thomson, Phil. Mag. V, 44, p. 293, 1897.

Wenn wir N aus diesen Gleichungen eliminieren, so ergibt sich

$$\frac{1}{2}\,\frac{m}{e}\,v^2 = \frac{Q}{E}.$$

Durch Beobachtung der magnetischen Ablenkung, die durch ein bekanntes magnetisches Feld erzeugt wird, können wir mv/e bestimmen, wir können also, da wir ja gerade gesehen haben, wie man mv^2/e bestimmen kann, die Werte von v und m/e erhalten.

Das Resultat des auf diese Weise angestellten Versuches ist in folgender Tabelle angegeben.

Gas	v	e/m
Luft	$2{,}4 \cdot 10^9$	$1{,}1 \cdot 10^7$
Luft	$3{,}2 \cdot 10^9$	$1{,}4 \cdot 10^7$
Wasserstoff	$2{,}5 \cdot 10^9$	$1{,}0 \cdot 10^7$

Der mittlere Wert von e/m ist $1{,}17 \cdot 10^7$; der Wert ist bedeutend größer als die früher gefundenen, diese Methode ist jedoch weniger einfach als die obigen, da drei Messungen gemacht werden müssen: die magnetische Ablenkung, die Größe der Erwärmung und der Ladungsanstieg des Zylinders, anstatt zwei, nämlich die der magnetischen und der elektrischen Ablenkung; aber nicht allein, daß die Zahl der Messungen größer ist, ihre Ausführung ist auch schwieriger, da die Bestimmung der Erwärmung und des Ladungsanstieges viel komplizierter als die der elektrostatischen Ablenkung ist. Die Leitfähigkeit, die dem Gase bei dem Durchgange der Kathodenstrahlen durch dasselbe erteilt ist, ermöglicht es einigen Ladungen im Zylinder, sich von ihm zu entfernen, so daß der beobachtete Wert von E leicht kleiner als der wirkliche ausfällt; in den oben beschriebenen Experimenten bemühte ich mich, diesen Einfluß möglichst zu verringern durch Verbindung des Zylinders mit einem Kondensator von großer Kapazität, so daß die negative Ladung der Strahlen eine geringere Änderung des Potentials der Zylinder erzeugen sollte. Wir wollen bei dieser Gelegenheit darauf aufmerksam machen, daß die Ladungen negativer Elektrizität, die die Strahlen mit sich führen, sehr groß sind, so daß bei sehr kleiner Öffnung des Ausschnittes in dem Zylinder (ungefähr 1 mm im Radius) das Potential des den Strahlen ausgesetzten Zylinders manchmal sich um 5 Volt pro Sekunde ändert, selbst dann, wenn ein Kondensator von der Kapazität vom 0,15 Mikrofarad angelegt wird.

Methoden zur Bestimmung von v und e/m aus der magnetischen Ablenkung und der Potentialdifferenz zwischen den Elektroden des Entladungsrohres.

Erster Ansatz und experimentelle Resultate von Schuster.

53. Diese Methoden, die zuerst im Jahre 1890 von Schuster[1]) benutzt wurden, beruhen auf folgenden Prinzipien: Wenn V die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden des Rohres ist, so ist die Arbeit, die geleistet wird, wenn ein Ion von einem Ende der Röhre zum anderen wandert, gleich Ve, demnach kann die kinetische Energie, die auf das Ion einwirkt, nicht größer als Ve werden, so daß

$$\tfrac{1}{2} m v^2 \not> Ve.$$

Aus der Beobachtung der magnetischen Ablenkung der Entladung (Schuster maß die Radien der Kreise der Ionenbahnen in einem starken magnetischen Felde) erhalten wir den Wert von mv/e. Nennen wir diese Größe q, so haben wir aus voriger Gleichung:

$$\frac{e}{m} \not> \frac{2V}{q^2}.$$

Um eine untere Grenze für e/m zu finden, setzte Schuster v gleich der Geschwindigkeit des mittleren Quadrats der Atome des Gases im Rohr; wenn man diese Geschwindigkeit U nennt, so ergibt sich:

$$\frac{e}{m} \not< \frac{U}{q}.$$

Durch Substitution der Werte für q und V, die sich experimentell ergeben, erhielt Schuster für Luft:

$$\frac{e}{m} \not> 11 \cdot 10^5$$

$$\frac{e}{m} \not< 10^3.$$

Wenn wir annehmen, daß die Ladung des Stickstoffatoms dreimal so groß als die des Wasserstoffatoms in der Elektrolyse ist, und wenn m die Masse des Stickstoffatoms bezeichnet, so ist e/m gleich $2 \cdot 10^3$; da dies innerhalb der Grenze für e/m liegt, wie wir vorher gefunden haben, so schloß Schuster daraus, daß die negativen Teilchen in den Kathodenstrahlen in einem Rohr, das mit Stickstoff gefüllt war, Stickstoffatome sind. Wir haben gesehen, daß neuere Untersuchungen zu einem ganz anderen Schluß geführt haben.

Methode von Kaufmann.

54. Verschiedene Bestimmungen der Werte von e/m sind unter der Annahme gemacht worden, daß die kinetische Energie, welche

1) Schuster, Proc. Roy. Soc. 47, p. 526.

das Ion besitzt, gleich der Energie ist, die das Ion erhalten würde, wenn es den Potentialfall V, der zwischen Anode und Kathode herrscht, durcheilt hat; unter dieser Annahme haben wir:

$$\tfrac{1}{2} m v^2 = Ve, \qquad (1)$$

und wenn q oder mv/e durch die magnetische Ablenkung bestimmt ist, so ergibt sich:

$$\frac{e}{m} = \frac{2V}{q^2}.$$

Bestimmungen von e/m nach diesem Prinzip sind von Kaufmann[1]) und darauf von Simon[2]) gemacht worden. Kaufmann fand nach dieser Methode

$$\frac{e}{m} = 1{,}86 \cdot 10^7.$$

Und Simon, der eine sehr große Anzahl von Experimenten machte, in denen die Potentialdifferenz zwischen Kathode und Anode von 4860 bis 11840 Volt variierte, fand

$$\frac{e}{m} = 1{,}865 \cdot 10^7.$$

Der Wert von e/m ergab sich unabhängig von der Potentialdifferenz. Um die Entladung zu erzeugen, wurde eine Influenzmaschine benutzt, da diese eine weit konstantere Potentialdifferenz als ein Induktorium hat.

Einwände gegen die Methode von Kaufmann.

Die Werte, die für e/m nach dieser Methode gefunden wurden, sind größer als die, welche sich nach den früheren Methoden ergaben; die Methode läßt jedoch einen Einwand zu, denn sie setzt voraus, daß die kinetische Energie des Ions gleich der Arbeit ist, die an dem Ion geleistet wird, wenn es von der Kathode selbst ausgeht und so unter dem Maximalwerte des im Rohre möglichen Potentialgefälles steht, und ferner, daß die ganze Arbeit, die das elektrische Feld leistet, dazu verwendet wird, um die kinetische Energie des Ions zu vermehren, während keine Energie durch Zusammenstöße des Ions mit den Molekülen des Gases, durch welche es wandert, verloren geht. Nun aber sind wir nicht berechtigt, ohne Beweis anzunehmen, daß die Ionen von der Kathode selbst ausgehen; wir werden sehen, daß in dem Falle, daß der Druck nicht sehr niedrig ist, eine große Zahl von Ionen in einiger Entfernung von der Kathode entsteht; wenn die Potentialänderung dicht an der Kathode sehr schnell erfolgt, so werden solche Ionen unter einem beträchtlich geringeren Potentialfall stehen als die, welche von der Kathode selbst kommen. Man kann auch in dem Umstande, daß die Werte von e/m, die nach dieser

1) Kaufmann, Wied. Ann. 5, 61, p. 544; 62, p. 596, 1897; 65, p. 431, 1898.
2) Simon, Wied. Ann. 5, 69, p. 589, 1899.

Methode gefunden wurden, unabhängig von der Potentialdifferenz sind, keinen Beweis dafür erblicken, daß die bei der Beobachtung in Betracht kommenden Ionen direkt von der Kathode ausgingen. Denn angenommen, daß die Entfernung der Kathode von der Stelle, von welcher der größere Teil der Ionen ausgeht, gleich d ist, und daß $V \cdot \beta$ der Potentialfall ist, so wird der Potentialfall, unter dem diese Ionen stehen, gleich sein $V(1 - \beta d)$; nun nimmt β mit dem Gasdrucke ab, während d wächst, so daß es ganz wohl möglich ist, daß βd unabhängig vom Gasdruck ist (es würde so sein, wenn z. B. β direkt und d umgekehrt proportional mit dem Drucke wäre); in diesem Falle würde der Potentialfall, unter dem das Ion steht, stets ein konstanter Bruchteil vom ganzen Potentialfall im Rohre sein, so daß der Wert von e/m, der aus Gleichung (1) erhalten wird, immer in konstantem Verhältnis zum wahren Werte stehen würde. Da die maximale Potentialdifferenz, die von Simon benutzt wurde, nur 1100 Volt war, so wird wohl der Druck bei seinen Experimenten nicht sehr niedrig gewesen sein. Wenn der Gasdruck sehr niedrig ist, so wird die Zahl der Zusammenstöße mit den Molekülen des Gases, die das Ion auf seinem Wege durch die Röhre hin erfährt, so weitgehend verringert, daß nur wenig neue Ionen durch den Zusammenstoß erzeugt werden, und in diesem Falle kann wohl die größere Zahl der Ionen von der Elektrode selbst ausgehen, aber selbst in diesem Falle ist die Anwendung der Gleichung (1) nicht völlig unbedenklich, da wohl ein Teil der Arbeit darauf verwandt wird, die Ionen aus dem Metall herauszubringen, und nur die noch übrig bleibende Arbeit in kinetische Energie sich verwandelt.

Diese Überlegungen zeigen, daß die Benutzung der Gleichung (1) zu einem zu großen Werte der kinetischen Energie des Ions führt, und daß deshalb, da $e/m = mv^2/eq^2$ ist, der Wert von e/m, der nach dieser Methode berechnet wird, in Richtung zu großer Werte von e/m liegen wird.*)

---

*) Anmerkung des Übersetzers.

Die Frage nach dem richtigen Werte von e/m, die natürlich von allergrößter Wichtigkeit ist, wurde von W. Seitz[1]) dadurch zu entscheiden gesucht, daß drei verschiedene Bestimmungsmethoden in ein und derselben Röhre unter denselben Verhältnissen miteinander verglichen wurden. Es war dies die Methode der Energiemessung unter gleichzeitiger Bestimmung der Ladung von J. J. Thomson, die Methode der Spannungsmessung von Kaufmann, die der elektrostatischen Ablenkung von Wien-Lenard. Das Resultat der Messung ergab, daß alle drei Methoden (die Energiemessung, falls Spannungen über 8500 Volt verwendet wurden) zu dem gleichen Resultat führten. Der Wert von e/m war der Kaufmann-Simonsche.

Es sind deshalb wohl kaum die Fehlerquellen, auf die vom Verfasser hier

---

1) W. Seitz, Ann. d. Phys. 8, p. 234, 1902.

Lenards Methode ist frei von diesem Einwand.

Die Methode, die Lenard benutzte, und die auf S. 96 beschrieben wurde, wird, trotzdem sie von derselben Gleichung ausgeht, von diesen Einwänden nicht berührt, weil bei Lenards Methode die Potentialdifferenz, die in die Gleichungen eingeht, auf die Ionen erst einwirkt, nachdem sie erzeugt wurden und nachdem sie ihre anfängliche Bahn verlassen haben; auch ist in diesem Falle die Größe der kinetischen Energie gleich der geleisteten Arbeit, vorausgesetzt, daß wir den Verlust an kinetischer Energie des Ions, der durch Zusammenstöße mit den Molekülen des Gases erzeugt wird, vernachlässigen können; dieser Verlust kann aber dadurch eliminiert werden, daß man bei sehr niedrigem Druck arbeitet und die Bahnlänge des Ions im elektrischen Felde variiert.

Wiecherts erste Überlegung zur Berechnung von e/m u. v.

55. Im Januar 1897 veröffentlichte Wiechert[1]) eine Bestimmung der Grenzwerte, zwischen welchen e/m liegen müsse. Das Prinzip dieser Bestimmung ist das folgende. Wenn man die magnetische Ablenkung in einem Felde von bekannter Stärke mißt, so kann man $\frac{m}{e} \cdot v$ bestimmen; um eine zweite Bestimmung von e/m und v zu erhalten, setzte Wiechert

$$\frac{1}{2} \frac{m}{e} \cdot v^2 = k \cdot V, \qquad (1)$$

wo V die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden im Entladungsrohre ist und k eine unbekannte Größe, die nicht größer sein kann als Eins. Um den größten Wert von v und demnach den größten von e/m zu erhalten, wird k in Gleichung (1) gleich Eins gesetzt. Um den kleinsten Wert von v und e/m zu erhalten, nahm Wiechert an, daß die kinetische Energie des Ions in Kathodenstrahlen größer als die ist, die in einem Potentialfall von der Größe des „Kathodengefälles“ erreicht wird. Das „Kathodengefälle“ ist gleich der Potentialdifferenz der Kathode gegen einen Punkt der äußeren Begrenzung des dunklen Raumes, der die Kathode umgibt. Warburg hat gezeigt, daß dieser Kathodenfall unabhängig von der Größe des Stromes durch das Gas, unabhängig vom Gasdruck und in gewissen Grenzen auch von der

---

hingewiesen ist, so wesentlich, daß sie das Kaufmannsche Resultat beeinflußt haben, auch würden sie nicht den von Kaufmann[2]) zu 1,86 erhaltenen Wert bei seinen Experimenten über longitudinale Beschleunigung, bei denen nicht die Potentialdifferenz zwischen Anode und Kathode, sondern zwischen Kathode und Ablenkungsraum in Betracht kommt, erklären. Außer diesen Gründen dürften auch die Werte, die für sehr schnelle Kathodenstrahlen erhalten sind, für den Kaufmann-Simonschen Wert sprechen.

1) Wiechert, Sitzber. d. Physik.-ökon. Ges. in Königsberg i. Pr. 38, p. 1, 1897.
2) W. Kaufmann, Wied. Ann. 65, p. 434, 1898.

Natur der Elektroden ist. Da Warburgs Wert für Luft etwa 270 Volt ist, nahm Wiechert an, daß ein Minimalwert für kV 200 Volt ist. Diese Annahmen erscheinen wenig einleuchtend; a priori würde es wahrscheinlicher erscheinen, daß der Minimumwert, den man für kV nehmen muß, nicht die Potentialdifferenz sein müßte, welche zwischen der Kathode und der äußeren Begrenzung des dunklen Raumes existiert, sondern die, welche zwischen dieser Begrenzung und der Stelle, wo die magnetische Ablenkung der Strahlen bestimmt wurde, vorhanden ist. Wir wissen nämlich, daß die Strahlen an dieser Begrenzung erst vollständig entwickelt sind, und es ist keineswegs so sicher, daß sie bei mäßig niedrigem Drucke alle schon dicht an der Kathode existieren. Immerhin fand Wiechert bei Verwendung dieser Annahmen als eine obere Grenze von e/m den Wert $4 \cdot 10^7$ und als untere Grenze $4 \cdot 10^6$.

56. Wiechert[1]) hat auch durch eine direkte Messung die Geschwindigkeit des Ions in den Kathodenstrahlen bestimmt, indem er eine Methode benutzte, deren Prinzip zuerst von Des Coudres[2]) zu diesem Zwecke verwandt wurde. Das Prinzip ist folgendes: Angenommen, $ABCD$, $A'B'C'D'$ seien zwei Drahtschleifen, die von sehr schnell wechselnden Strömen, wie man sie durch die Entladung von Leidener Flaschen erhalten kann, durchflossen sind; wenn dann die Ströme in den beiden Schleifen in gleicher Phase schwingen, und diese Drahtschleifen nahe an ein Entladungsrohr, durch welches Kathodenstrahlen hindurchgehen, herangebracht werden, so werden die Ströme in den Drahtschleifen elektrische und magnetische Kräfte verursachen, welche die Strahlen, die an den Drahtschleifen vorbeikommen, ablenken werden. Wenn die Geschwindigkeit der Strahlen unendlich wäre, dann müßten die durch die zwei Drahtkreise hervorgerufenen Ablenkungen gleich sein und in gleicher Richtung erfolgen; wenn jedoch die Strahlen eine endliche Zeit gebrauchen, um den Weg zwischen der einen und der anderen Schleife zurückzulegen und wenn die Entfernung zwischen den Drahtschleifen so gewählt wird, daß diese Zeit gleich der Hälfte der Periode einer Schwingung des Stromes ist, so wird die Ablenkung durch den ersten Stromkreis gleich und entgegengesetzt mit der des zweiten sein; wenn andererseits die Entfernung zwischen den Drahtschleifen nur so groß ist, daß die Zeit, die die Strahlen brauchen, um von einer Schleife zur andern zu kommen, gleich einem Viertel der Periode des Stromes ist, so wird die Ablenkung, die von der Drahtschleife $ABCD$ ausgeübt wird, ein Maximum sein, während sie von $A'B'C'D'$ gleich Null ist.

Wiecherts direkte Messung der Geschwindigkeit der Kathodenstr.

1) Wiechert, Wied. Ann. 69, p. 739, 1899.
2) Des Coudres, Verh. d. phys. Ges. zu Berlin 14, p. 86, 1895.

Die Anordnung, die benutzt wurde, um diese Methode zur Bestimmung der Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen anzuwenden, ist in Fig. 30 dargestellt; $ABCD$, $A'B'C'D'$ sind die Drahtschleifen, in denen die durch die Entladungen der Leidener Flaschen erzeugten Ströme fließen, C ist eine konkave Kathode, B_1, B_2 Metalldiaphragmen, G ein Schirm, der mit einem unter den Kathodenstrahlen phosphoreszierenden Material bestrichen ist. M ist ein Hufeisenmagnet, der die Strahlen von der Öffnung des Diaphragmas B_1 ablenkt, so daß die Kathodenstrahlen, wenn kein Strom durch $ABCD$, $A'B'C'D'$ fließt, nicht durch das Diaphragma gelangen und den phosphores-

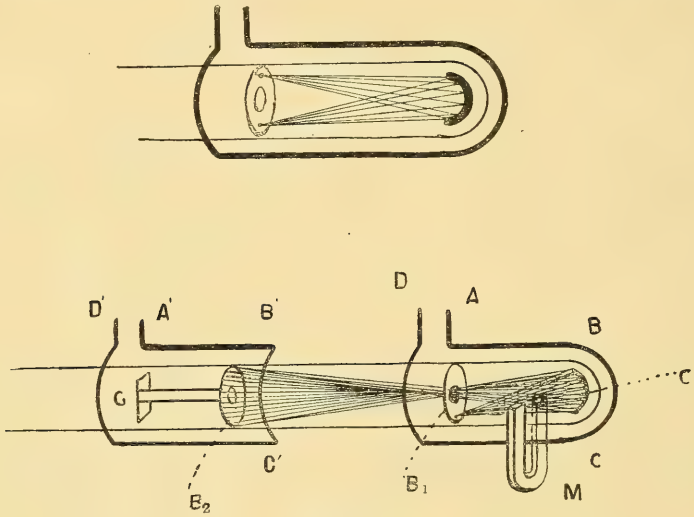


Fig. 30.

zierenden Schirm nicht erhellen. Wenn ein Strom durch $ABCD$ fließt, so wird der ausgeblendete Kathodenstrahl abgelenkt und schwingt auf und ab wie ein Pendel; trifft der Strahl während der Schwingung die Öffnung bei B_1, so werden einige Strahlen durch B_1 und B_2 hindurchkommen, und der Schirm G wird erleuchtet. Die Stärke der Aufhellung wird am größten sein, wenn die Öffnung in B_1 gerade an einer äußeren Begrenzung des fächerförmig schwingenden Kathodenstrahles liegt, denn in diesem Falle ist ja der ausgeblendete Strahl für einen Augenblick in Ruhe, und die Zeit, die der Strahl an der Blendenöffnung verbleibt, ist deshalb ein Maximum. Wenn kein Strom in $A'B'C'D'$ fließt, so ist die Lage des Phosphoreszenzfleckes auf dem Schirm auf der Geraden, die die Öffnung der beiden Diaphragmen verbindet; wenn ein Strom in gleicher Phase, wie der in $ABCD$ durch $A'B'C'D'$ fließt, so werden die Kathodenstrahlen, die das Diaphragma ja nur deshalb erreichen konnten, weil sie durch den Strom

$ABCD$ nach aufwärts abgelenkt sind, durch $A'B'C'D'$ nun ebenfalls nach aufwärts abgelenkt werden müssen, und der Phosphoreszenzfleck wird oberhalb der Verbindungslinie der Öffnungen der Diaphragmen liegen. Schwingt aber der Strom in $A'B'C'D'$ in entgegengesetzter Phase, so muß der abgelenkte Phosphoreszenzfleck unterhalb der Verbindungslinie liegen, und die Richtung der Ablenkung wird sich umkehren, wenn man die Pole des Magneten vertauscht. Sind andererseits die Phasen des Stromes in $ABCD$ und $A'B'C'D'$ um eine Viertelperiode verschieden, so wird, wenn die vertikale Verschiebung, die durch $ABCD$ hervorgerufen ist, ein Maximum ist, die durch $A'B'C'D'$ hervorgerufene Null sein, und die vertikale Verteilung des Lichtes auf dem Schirme G wird nicht beeinflußt werden, wenn man die Pole des Magneten M vertauscht. Wir können dann sicher sein, daß die Strahlen, welche durch die Blende B_1 gelangen, auch die sind, welche weiterhin im Rohre vorhanden sind, wenn die vertikale Verschiebung durch den Strom $ABCD$ ein Maximum ist; das ist dann der Fall, wenn die Ablenkung der Strahlen durch allmähliche Verschiebung des Magneten M so weit vergrößert ist, daß bei weiterer Verschiebung die Strahlen daran verhindert sind, den Schirm zu erreichen. Wir wissen dann, daß nur die, welche maximal abgelenkt sind, von $A'B'C'D'$ beeinflußt werden; wenn wir $A'B'C'D'$ in solche Lage bringen, daß die vertikale Verteilung der Phosphoreszenz auf den Schirm durch Umkehr von M nicht beeinflußt wird, so wissen wir, daß der Strom in dieser Drahtschleife sich in seiner Phase um eine Viertelperiode von der Phase unterscheidet, die in der Schleife $ABCD$ existierte, als die Strahlen an dieser vorbeipassierten. Werden die Schleifen $ABCD$ und $A'B'C'D'$ so angeordnet, daß die Ströme in ihnen nahezu in gleicher Phase sind, so wissen wir, daß die Strahlen, um von $ABCD$ nach $A'B'C'D'$ zu gelangen, eine Zeit gebraucht haben, die gleich einem Viertel der Periode der Ströme ist. Die Periode der Ströme kann nach der Lecherschen[1]) Methode gemessen werden, so daß wir, bei Kenntnis der Entfernung der Kreise, die Geschwindigkeit der Strahlen bestimmen können.

Die Anordnung, die verwandt wurde, um diese Methode zu verifizieren, ist in Fig. 31 dargestellt. CC sind zwei Paare paralleler Platten, das obere Plattenpaar wird mit der Funkenstrecke F verbunden, die ihrerseits an den Polen eines Induktoriums liegt; das untere Plattenpaar wird symmetrisch mit den Kreisen $ABCD$ und $A'B'C'D'$ verbunden. Die Kathodenstrahlen werden durch ein System erzeugt, das gleichzeitig mit dem System, welches die wechselnden Ströme erzeugt, ausgelöst wird. L und L sind Leidener Flaschen, deren Außenbelegungen mit den Enden der Funkenstrecke F ver-

1) Lecher, Wied. Ann. 91, p. 850, 1890.

bunden sind, während die inneren Belegungen mit der Primärspule eines Hochspannungstransformators verbunden sind, dessen Sekundärspule mit der Anode und Kathode des Entladungsrohres in Verbindung steht. Um zu verhindern, daß die Strahlen nach den Wänden des Entladungsgefäßes hin, auf ihrem Wege von einer Drahtschleife bis zur anderen, Streuung erleiden, wurde eine Magnetisierungsspirale rund um die Röhre gewickelt, die eine magnetische Kraft parallel zur Längsrichtung der Röhre erzeugte; hierdurch wurden die Strahlen längs der Achse der Röhre zusammengehalten und erleichterten die Beobachtung.

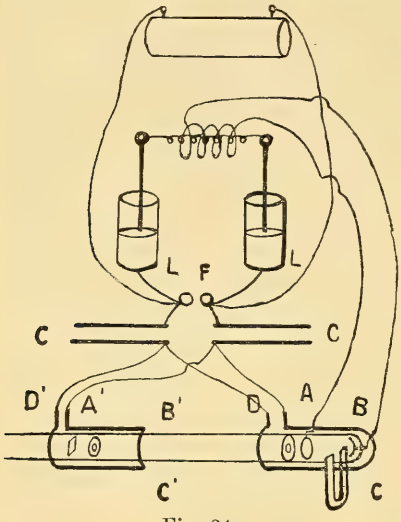


Fig. 31.

So wurde es ermöglicht, nicht nur eine Lage von $A'B'C'D'$ zu ermitteln, nämlich die, wenn die Ströme sich um eine Viertelperiode unterschieden, sondern es wurde noch eine zweite Einstellung erhalten, wenn sie um drei Viertelperioden differierten.

Wenn λ die Entfernung zwischen den Drahtschleifen ist, bei einer Differenz von einer Viertelperiode, L die Länge der elektrischen Wellen, die in den Schleifen fließen, v die Geschwindigkeit der Strahlen und V die Geschwindigkeit des Lichtes, dann ist

$$\frac{v}{V} = \frac{l}{L}\cdot$$
$$4$$

Da nun in einem Experiment $L = 940$ cm, $\lambda = 39$ cm war, so ergibt sich v angenähert $5 \cdot 10^9$. Der Druck lag zwischen 1 2 und 1/4 mm. v wurde bestimmt, wir erhalten also e/m aus dem Werte mv/e, der durch magnetische Ablenkung der Strahlen erhalten wird. Die Bestimmung von v nach dieser Methode ist schwierig, und wir können keine großen Genauigkeiten erwarten. Als das Resultat seiner Experimente kam Wiechert für e/m zu Werten, die zwischen $1{,}55 \cdot 10^7$ und $1{,}01 \cdot 10^7$ liegen. Als wahrscheinlichsten Wert gibt er $1{,}26 \cdot 10^7$ an.

Bestimmung von e/m für die an einer Metallplatte durch auffallendes ultraviolettes Licht erzeugten negativen Ionen, wenn das Gas, durch welches die Ionen wandern, sehr niedrigen Druck hat.

J. J. Thomsons erster Nachweis der Erzeugung von Kathodenstrahlen durch ultraviolettes Licht.

57. Der Verfasser[1]) bestimmte die Werte von e/m für die negativen Ionen, die erzeugt werden, wenn ultraviolettes Licht auf eine Metallplatte fällt, nach folgender Methode. Auf S. 88 ist gezeigt, daß, wenn ein Ion von seiner Ruhelage von der Ebene $x = 0$ zur Zeit $t = 0$ ausgeht, und auf dasselbe ein gleichförmiges elektrisches Feld der Stärke X parallel zur x-Achse und ein gleichförmiges magnetisches Feld H parallel zur z-Achse wirkt, die Lage des Teilchens zur Zeit t durch die Gleichungen gegeben ist:

$$x = \frac{m}{e}\frac{X}{H^2}\left\{1 - \cos\left(\frac{e}{m} H \cdot t\right)\right\}$$

$$y = \frac{m}{e}\frac{X}{H^2}\left\{\frac{e}{m} Ht - \sin\left(\frac{e}{m} Ht\right)\right\},$$

wo x und y die Koordinaten des Ions sind. Die Bahn des Ions ist demnach eine Cykloide, und die größte Entfernung, die das Ion in der Ebene $x = 0$ erreichen kann, ist gleich $2mX/eH^2$.

Angenommen, daß eine Anzahl Ionen von der Ebene $x = 0$ ausgeht und sich gegen die paralle Ebene $x = a$, die unendlich groß vorausgesetzt werden soll, bewegt, so werden, wenn a kleiner als $2mX/eH^2$ ist, alle Ionen, die von $x = 0$ ausgehen, die Ebene $x = a$ erreichen, während, wenn a größer als $2mX/eH^2$ ist, keine Ionen diese Ebene erreichen werden. Wenn bei $x = 0$ eine Zinkplatte sich befindet, die durch ultraviolettes Licht beleuchtet wird, so daß sich dort der Sitz einer negativen Ionenerzeugung befindet, und bei $x = a$ eine Metallplatte angebracht ist, die mit einem Elektrometer in Verbindung steht, so wird bei einem bestimmten elektrischen Felde zwischen den Platten die Zahl der Ionen, welche von der Platte pro Zeiteinheit ausgehen, eine fest bestimmte sein, und wenn a kleiner als $2Xm/eH^2$ ist, werden alle Ionen, welche von $x = 0$ ausgehen, die Ebene $x = a$ erreichen. Es wird demnach die negative Aufladung des Elektrometers, das mit der Platte verbunden ist, unabhängig davon sein, ob eine magnetische Kraft auf die Ionen zwischen den Platten wirkt oder nicht. Wenn jedoch a größer als $2Xm/eH^2$ ist, so wird kein Ion, das von $x = 0$ ausgeht, die Ebene $x = a$ erreichen und die Platte an dieser Stelle wird keine negative Ladung erhalten; in diesem Fall wird also das magnetische Feld den Zufluß an negativer Elektrizität zur Platte, die mit dem Elektrometer verbunden ist, vollständig unterbrechen. Nach

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. V, 48, p. 547, 1899.

dieser Theorie mußte also, wenn die Entfernung zwischen den Platten kleiner als ein bestimmter Wert ist, die magnetische Kraft keinen Effekt auf die Aufladung des Elektrometers, das mit der Platte verbunden ist, hervorrufen, während, wenn die Entfernung größer als dieser Wert ist, die magnetische Kraft vollständig den Zufluß an negativer Elektrizität zur Platte unterbricht. Die tatsächlich erhaltene Erscheinung ist nicht so abrupt, wie sie diese Theorie angibt. In praxi wurde gefunden, daß, wenn die Platten nahe zusammen sind, die magnetische Kraft eine, wenn auch nur eine außerordentlich kleine Wirkung hervorruft, und daß diese einen Anstieg der Aufladung der Platte anzeigt. Wenn man die Entfernung zwischen den Platten vergrößert, so kommt man zu einem Stadium, wo die magnetische Kraft eine sehr beträchtliche Verringerung der Aufladung bewirkt; es tritt jedoch nicht ein plötzliches Aufhören ein; wenn auch eine bedeutende Verringerung durch das magnetische Feld eintritt, eine plötzlich eintretende vollständige Sperrung des Zuflusses an negativer Elektrizität zur Platte findet nicht statt. Bei noch größerer Plattenentfernung ist der Strom zur Platte hin unter dem Einfluß des magnetischen Feldes ganz unbedeutend im Vergleich mit dem Strom ohne magnetisches Feld. Wir müßten einen ganz allmählichen, anstatt einen plötzlichen Abfall des Stromes erwarten, wenn die Ionen anstatt von der Ebene $x = 0$ auszugehen, von einer Schicht von endlicher Dicke t ausgingen; in diesem Falle würden die ersten Ionen, welche die Platte nicht erreichen, die sein, welche von der Ebene $x = 0$ ausgingen, sie würden umkehren, wenn $a = 2mX/eH^2$ ist, einige Ionen würden jedoch auch weiterhin die Platte erreichen bis $a = t + 2mX/eH^2$ ist. Wenn wir demnach die Entfernung zwischen den Platten messen, bei welcher die magnetische Kraft zuerst den Strom zu verringern anfängt, so können wir, wenn wir die Werte von X und H kennen, den Wert von e/m bestimmen. Die endliche Dicke der Schicht, von welcher die Ionen ausgehen, kann aus einem Prinzip erklärt werden, das wir von großer Wichtigkeit für manch anderes Phänomen, das mit der Entladung der Elektrizität durch Gase verknüpft ist, finden werden: das Prinzip besteht darin, das Ionen, die sich durch ein Gas mit einer Geschwindigkeit, die einen bestimmten Wert überschreitet, bewegen, alsdann durch ihren Zusammenstoß mit den Molekülen des Gases, durch welches sie sich bewegen, neue Ionen zu produzieren imstande sind. Wenn demnach die negativen Ionen, die von der Metalloberfläche ausgehen, unter dem Einfluß des elektrischen Feldes eine bestimmte Geschwindigkeit erreichen, so können sie neue Ionen produzieren, und es wird demnach die Ionisation nicht auf die Metallplatte beschränkt sein, sondern wird sich auf eine Schicht von endlicher Dicke hin ausdehnen.

Wenn wir diese Methode der Bestimmung von e/m verwenden,

so ist es nötig, das Gas zwischen den Platten auf sehr niedrigem Druck zu halten, auf so niedrigem Druck, daß die freie Weglänge des Ions mindestens vergleichbar mit der Entfernung zwischen den Platten ist, anderenfalls ist der Widerstand, den die Ionen in ihrer Bewegung infolge der Reibung des Gases erfahren, ein Hindernis für die Anwendung der beschriebenen Methode.

Der mittlere Wert von e/m, der bei diesen Experimenten gefunden wurde, war $7{,}3 \cdot 10^6$. Er stimmt demnach sehr gut mit dem Werte $7{,}6 \cdot 10^6$, der für dieselbe Größe für die Träger der negativen Elektrizität in den Kathodenstrahlen gefunden wurde, überein; und er beweist, daß die Träger der Elektrizität in beiden Fällen die gleichen sind oder, wie wir uns ausdrücken wollen, daß eine Metallplatte, wenn sie von ultraviolettem Lichte bestrahlt wird, Kathodenstrahlen emittiert.

58. Lenard[1]) hat im Jahre 1900 ebenfalls den Wert von e/m für den Fall, daß negative Elektrizität in einem Gase von sehr niedrigem Druck von einer Kathode, die durch ultraviolettes Licht bestrahlt war, entladen wurde, gemessen. Die Anordnung, die er benutzte, ist in Fig. 32 dargestellt. Methode von Lenard.

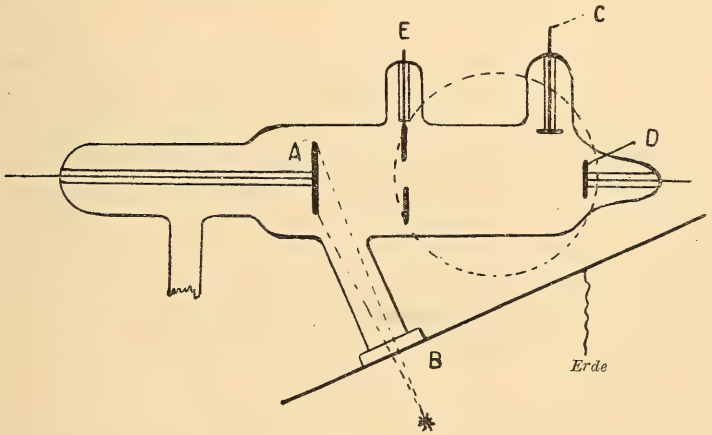


Fig. 32.

A ist eine Aluminiumplatte, auf welche das ultraviolette Licht fällt: dieses Licht ist Bogenlicht, das zwischen Zinkelektroden erzeugt wird; es tritt in die Röhre durch ein Quarzfenster B ein, E ist eine zweite ringförmige Metallelektrode, die an Erde gelegt ist; sie schützt einen Teil des Apparates, der rechts von ihr gelegen ist, vor dem elektrischen Einfluß der geladenen Elektrode A. D und C sind Elektroden, die mit einem Elektrometer verbunden werden können.

1) Lenard, Drudes Ann. 11, p. 359, 1900.

Wenn A geladen ist, so geht ein Strahl negativer Elektrizität durch die Öffnung in E, trifft auf die Platte D und ladet das Elektrometer mit negativer Elektrizität auf. Wenn das Elektrometer mit C anstatt mit D verbunden ist, wird es keine Ladung mehr erhalten. Wir können jedoch C eine Ladung dadurch erteilen, daß wir den Strom negativer Ionen durch einen Magnet ablenken, bis er C erreicht. Wenn wir noch weiter die magnetische Feldstärke steigern, so werden die Ionen durch das Feld an C vorbei abgelenkt, und die Ladung, die C erhält, wird schnell abfallen. Der Betrag an negativer Elektrizität, den die Elektroden C und D erhalten, wenn die magnetische Kraft gesteigert wird, wurde bei Lenards Experimenten durch die Kurven in Fig. 33 dargestellt. Die Ordinaten stellen die Ladungen dar, die von den Elektroden aufgenommen wurden, die Abszissen die Werte der magnetischen Kraft. Die Kurve linker Hand ist für die Elektrode D, die rechter Hand für die C.

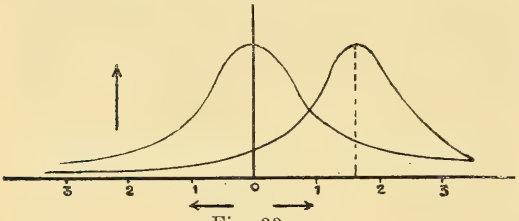


Fig. 33.

Da die negativen Ionen in dem Teil der Röhre, der rechter Hand von E liegt, keinem elektrischen Felde ausgesetzt sind, so wird ihre Bahn in diesem Bereich unter der Wirkung eines konstanten magnetischen Feldes zu Kreisen, deren Radius gleich mv/eH ist. Nun wird C ein Maximum an Ladung dann erhalten, wenn der Kreis mit diesem Radius mitten durch die Öffnung in E hindurchgeht, seine Tangente in diesem Punkte horizontal hat, und mitten durch die Elektrode C hindurchgeht. Der Radius R dieses Kreises ist durch die relative Lage von E und C bestimmt. Wenn wir demnach H messen, wenn C seine maximale Ladung erhält, so ergibt sich

$$R = \frac{m \cdot V}{e \cdot H}. \qquad (1)$$

Die Geschwindigkeit läßt sich unter der Annahme bestimmen, daß die Arbeit, die vom elektrischen Felde geleistet wird, wenn die Ionen von A nach E wandern, vollständig verwandt wird, um die kinetische Energie des Ions zu steigern (wir haben schon auf S. 100 die Einwände, die gegen diese Annahme sprechen, diskutiert): dann ergibt sich die Gleichung

$$\tfrac{1}{2} m v^2 = Ve, \qquad (2)$$

wo V die Potentialdifferenz zwischen A und E ist. Aus Gleichung (1) und (2) kann man die Werte von e/m und v herleiten. Auf diese Weise fand Lenard, daß e/m für die negativen Ionen, die durch die

Wirkung des ultravioletten Lichtes in einem Gase von sehr niedrigem Druck erzeugt werden, gleich $1{,}15 \cdot 10^7$ ist.

Wert von e/m für die negativen Ionen, die durch einen glühenden Draht erzeugt werden.

e/m beim glühenden Draht.

59. Ein Metalldraht, der auf Weißglut in einem Gase von sehr niedrigem Druck erhitzt ist, gibt negative Ionen von sich; der Verfasser[1]) hat den Wert von e/m für die negativen Ionen, die von einem glühenden Kohlenfaden in Wasserstoff bei sehr niedrigem Druck ausgehen, bestimmt. Die Methode, die er anwandte, war die gleiche wie die, welche er zur Bestimmung des Wertes von e/m für die Ionen, die unter dem Einfluß des ultravioletten Lichtes erzeugt werden, benutzt hat; sie wurde schon auf Seite 107 beschrieben. Der Wert von e/m, der auf diese Weise gefunden wurde, war $8{,}7 \cdot 10^6$, was innerhalb der Fehlergrenzen des Experimentes mit den Werten, die für e/m für die Ionen in Kathodenstrahlen gefunden wurden, und mit denen, die bei der Einwirkung des ultravioletten Lichtes sich ergaben, übereinstimmt.

Wert von e/m für die negativen Ionen, die von radioaktiven Substanzen ausgehen.

Methode von Becquerel zur Bestimmung von e/m für Radium.

60. Herr und Frau Curie[2]) haben gezeigt, daß die radioaktive Substanz Radium negative Ionen aussendet. Die Geschwindigkeit dieser Ionen und der Wert von e/m wurde von Becquerel[3]) bestimmt. Die Methode, die er anwandte, war die der Messung der Ablenkung der Strahlen mit Hilfe eines elektrischen und eines magnetischen Feldes. Die Experimente wurden bei atmosphärischem Druck gemacht, und der Widerstand, der sich der Bewegung der Ionen durch das Gas, durch das sie wanderten, entgegensetzte, wurde vernachlässigt; das würde nicht zu rechtfertigen sein im Falle der Ionen, die bisher unserer Betrachtung unterlagen, aber da die Ionen, die vom Radium ausgehen, viel durchdringender sind als die, die wir bisher in Betracht zogen, und imstande sind, so weite Strecken eines Gases bei atmosphärischem Drucke zurückzulegen, wie andersartige Ionen es nur bei einem sehr niedrigen Druck vermögen, so können wir mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit richtige Werte für e/m und v für die Radiumionen selbst dann erwarten, wenn wir den Widerstand des Gases vernachlässigen. Das Radium wurde zwischen zwei parallele

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. V, 48, p. 547, 1899.
2) M. et Mme. Curie, Comptes Rendus 130, p. 647.
3) Becquerel, Rapports présentés au Congrès int. d. Paris t. III, p. 47, 1900.

vertikale Metallplatten von etwa 3,5 cm Durchmesser und 1 cm Abstand gebracht; über diesen Metallplatten war horizontal eine photographische Platte angebracht, die durch eine Lage schwarzen Papieres vor der Einwirkung des Lichtes geschützt war; ein dünner Glimmerspalt, der symmetrisch zu den Metallplatten montiert war, wurde über dem Radium angebracht und warf einen Schatten auf die photographische Platte, der, wenn die Metallplatten auf gleichem Potential waren, auf der Mitte des Feldes zu liegen kam; wurde eine große Potentialdifferenz von 10,200 Volt an die Platten angelegt, so verschob sich der Schatten nach der positiven Platte hin. Wenn wir nun ein Ion, das sich zwischen den Platten hin bewegt, betrachten, so wird, wenn l die Länge der Bahn zwischen den Platten, F die elektrische Kraft, welche auf dasselbe einwirkt, ist, die Verschiebung des Ions parallel zu den Linien der elektrischen Kraft beim Verlassen des Bereichs zwischen den Platten gleich sein

$$\frac{1}{2}\,\frac{Fe}{m}\,\frac{l^2}{v^2},$$

und seine Bewegungsrichtung wird unter einem Winkel von

$$\tan^{-1}\frac{Fe}{m}\,\frac{l}{v^2}$$

verschoben sein, so daß, wenn h der vertikale Abstand der photographischen Platte über dem oberen Rande der parallelen Metallplatte ist, der Punkt, wo das Ion die Platte trifft, um eine Strecke δ parallel zu den elektrischen Kraftlinien abgelenkt sein wird, wo δ durch die Gleichung gegeben ist:

$$\delta = \frac{1}{2}\,\frac{Fe}{m}\,\frac{l^2}{v^2} + h\cdot\frac{Fe}{m}\,\frac{l}{v^2} = \frac{Fe}{m}\,\frac{l}{v^2}\left\{\frac{l}{2} + h\right\}.$$

Die magnetische Ablenkung wurde auf folgende Weise bestimmt: Eine kleine Menge Radium wurde in ein kleines Bleigefäß gebracht und auf eine photographische Platte gestellt; da keine Strahlen vom Radium die Platte erreichten, so wurde letztere nicht beeinflußt; wenn jedoch ein starkes magnetisches Feld, dessen Kraftlinien parallel zur Platte laufen, auf die negativen Ionen, die vom Radium kommen, wirkt, so werden diese rund gebogen und werden die Platte treffen und ein Photogramm hervorrufen.

Um die Begrenzung dieses Photogrammes zu finden, wollen wir die Ebene der photographischen Platte als die xy-Ebene nehmen und die magnetische Kraft H parallel mit x; die Bewegungsgleichungen des Ions sind

$$m\cdot\frac{d^2x}{dt^2} = 0,$$

$$m\cdot\frac{d^2y}{dt^2} = H\cdot e\,\frac{dz}{dt},$$

$$m \cdot \frac{d^2z}{dt^2} = - H \cdot e \frac{dy}{dt},$$

die Lösungen dieser Gleichungen sind, wenn $\omega = He/m$ und u, A, B Konstanten sind,

$$x = ut,$$
$$y = A \{ 1 - \cos \omega t \} + B \sin \omega t,$$
$$z = A \sin \omega t + B(\cos \omega t - 1).$$

Wenn v und w die Werte von dy/dt, dz/dt für $t = 0$ sind, so haben wir

$$y = \frac{w}{\omega} (1 - \cos \omega t) + \frac{v}{w} \sin \omega t,$$

$$z = \frac{w}{\omega} \sin \omega t + \frac{v}{w} (\cos \omega t - 1);$$

an der Stelle, wo das Ion die Ebene trifft, ist $z = 0$, also

$$\operatorname{tg} \tfrac{1}{2} \omega t = \frac{w}{v}.$$

Wenn nun das Ion so ausgeht, daß es einen Winkel θ mit der Richtung der magnetischen Kraft bildet, und wenn die Ebene, die durch die Anfangsrichtung und die x-Achse gelegt ist, einen Winkel Φ mit der xz-Ebene bildet, so haben wir, wenn V die Ausgangsgeschwindigkeit ist,

$$u = V \cos \theta, \quad v = V \sin \theta \sin \Phi, \quad w = V \sin \theta \cos \Phi.$$

Demnach

$$\operatorname{tg} \tfrac{1}{2} \omega t = \cot \Phi$$
$$= \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{2} - \Phi \right),$$

also

$$\omega t = \pi - 2\Phi.$$

Wenn wir diesen Wert für t einsetzen, so finden wir, wenn ξ und η die Koordinaten des Punktes sind, wo das Ion die photographische Platte trifft,

$$\xi = \frac{V \cos \theta}{\omega} (\pi - 2\Phi)$$

$$\eta = \frac{2V \sin \theta \cos \Phi}{\omega}.$$

Demnach ist für die Teilchen, die von einer Ebene ausgehen, die durch die x-Achse hindurchgeht, der geometrische Ort der Punkt, wo sie die Platte treffen, eine Ellipse, deren halbe Achsen

$$\frac{2V \cos \Phi}{\omega}$$

und

$$\frac{V(\pi - 2\Phi)}{\omega}$$

sind. Für ein Teilchen, das von der xz-Ebene ausgeht, sind die Halbachsen der Ellipsen $2V/\omega$ und $\pi V/\omega$. Ein Beispiel solcher Ellipse ist in Fig. 34, die einer Photographie von Becquerel entnommen ist, gezeichnet.

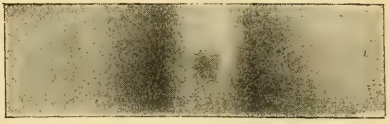


Fig. 34.

Durch Ausmessung der Achsen der Ellipse können wir V/ω, also Vm/eH bestimmen. Da das Radium Ionen aussendet, welche Geschwindigkeiten haben, die einen ausgedehnteren Bereich umfassen, so kann der Eindruck auf die Platte nicht den Bogen einer einzelnen Ellipse darstellen, sondern einen Streifen, der von den Ellipsen umgrenzt ist, die der kleinsten und größten Geschwindigkeit der Ionen entsprechen. Becquerel nahm Photogramme für den Fall auf, daß die Ionen, die vom Radium kamen, erstens bei Luft von atmosphärischem Druck und zweitens durch Luft von sehr niedrigem Druck hindurchgehen; die Photogramme wurden identisch gefunden, in der Tat ist die eine Hälfte der Photographie, die in Fig. 34 wiedergegeben ist, von Ionen erzeugt, die durch Luft von atmosphärischem Druck hindurchgingen, und die andere Hälfte von Ionen, die Luft von sehr niedrigem Druck passierten. Die Identität der Resultate in beiden Fällen rechtfertigt das Vernachlässigen des Widerstandes der Luft bei der Berechnung.

Thomsons Vorschlag, die Methode zu modifizieren.

Eine einfachere Methode als die elektrostatische, die Becquerel verwandte, um eine zweite Gleichung für v und e/m zu erhalten, würde die sein, das Radium in einem kleinen Röhrchen auf eine photographische Platte zu bringen, und zwar so, daß alle Ionen rechtwinklig zur Platte austreten. Ein gleichförmig magnetisches Feld wird parallel zur Platte erzeugt, und über die photographische Platte und parallel zu ihr wird eine Metallplatte, die mit einer elektrischen Maschine in Verbindung steht, angebracht; wenn diese Platte mit Elektrizität beladen wird, so wird ein starkes elektrisches Feld auf die Ionen parallel zu ihrer Ausgangsrichtung und im rechten Winkel zur magnetischen Kraft einwirken. Wenn Photographien einmal bei ungeladener Platte, zweitens bei geladener aufgenommen werden, so werden die zwei Photographien eine einfache Methode ergeben, um v und e/m zu ermitteln. Denn angenommen, alle Ionen hätten dieselbe Geschwindigkeit V, so ist die Entfernung $2R$ vom Radium in der ersten Photographie durch die Gleichung gegeben:

$$R = \frac{m}{e}\frac{V}{H}.$$

Um die Entfernung des Bildes in der zweiten Photographie zu finden, wollen wir das gleiche Achsensystem wie vorher annehmen, und es sei Z, die elektrische Kraft, rechtwinklig zur Platte, dann werden die Bewegungsgleichungen der Ionen:

$$m\frac{d^2z}{dt^2} = Ze - He\frac{dy}{dt},$$

$$m\frac{d^2y}{dt^2} = H \cdot e\frac{dz}{dt}.$$

Die Lösung dieser Gleichung für den Fall, daß z, y, dy/dt für $t = 0$ verschwinden, ist

$$y = \frac{Z}{H}\left(t - \frac{\sin \omega t}{\omega}\right) + \frac{V}{w}(1 - \cos \omega t),$$

$$z = \frac{Z}{H \cdot \omega}(1 - \cos \omega t) + \frac{V}{w}\sin \omega t,$$

wo V die Anfangsgeschwindigkeit des Ions ist.

Wenn die Ionen die photographische Platte bei $z = 0$ treffen, so wird

$$\operatorname{tg} \tfrac{1}{2}\omega t = -\frac{V}{\frac{Z}{H}}.$$

Wenn wir diesen Wert für t in den Ausdruck für y einsetzen, so finden wir, wenn R_1 die Entfernung des Punktes vom Radium ist, in welchem das Ion die Platte trifft:

$$R_1 = \frac{Z}{H}t + \frac{2V}{w},$$

es ist aber $2V/\omega = R$, wo R die Entfernung des Radiums von dem Punkte ist, an welchem das Ion umkehrt, wenn die obere Metallplatte nicht geladen ist. Demnach haben wir:

$$R_1 - R = \frac{Z}{H}t$$

oder

$$\tfrac{1}{2}\omega t = \frac{R_1 - R}{R}\frac{V}{\frac{Z}{H}};$$

da nun

$$\operatorname{tg} \tfrac{1}{2}\omega t = -\frac{V}{\frac{Z}{H}}$$

ist, so ist

$$\operatorname{tg}\frac{R_1 - R}{R}\frac{V}{\frac{Z}{H}} = -\frac{V}{\frac{Z}{H}}, \qquad (1)$$

eine Gleichung, mit Hilfe welcher wir den Wert von $V/(Z/H)$ bestimmen können. Wenn V bekannt ist, kann man e/m aus dem Werte von R bestimmen.

Wenn Z/H klein ist im Vergleich mit V, so ist eine Näherungslösung der Gleichung (1)

$$V = \frac{Z}{H}\,\frac{\pi}{2}\,\frac{R}{R_1 - R}.$$

Becquerel hat diese Methode der Bestimmung von V nicht verwandt, sondern die elektrostatische Methode, die früher beschrieben wurde.

Diese letztere Methode ist jedoch in mancher Hinsicht nicht so bequem als die eben erörterte.

e/m und v für die Ionen, die vom Radium ausgehen.

Als Resultat seiner Experimente fand Becquerel für eine Strahlenbündel, das vom Radium ausgeht:

$$v = 1{,}6 \cdot 10^{10},$$

$$e/m = 10^7,$$

es ist demnach der Wert von e/m für die negativ geladenen Ionen, die vom Radium kommen, derselbe wie für die Ionen in Kathoden- und Lenardstrahlen, und die, welche durch ultraviolettes Licht oder durch glühendes Metall erzeugt werden. Die Geschwindigkeit der Ionen ist viel größer als irgend eine Ionengeschwindigkeit bei anderer Erzeugungsweise der Ionen, indem sie bis zu mehr als der halben Geschwindigkeit des Lichtes ansteigt. Die Ionen, die bei Becquerels Experiment in Betracht kamen, waren dabei noch keineswegs die schnellsten, die vom Radium ausgehen. Becquerel entdeckte die Existenz anderer Ionen, deren Geschwindigkeit mindestens um die Hälfte wiederum diejenigen übertrifft, die er hier gemessen hatte.

Es dürfte nützlich sein, in einer Tabelle die Resultate der Messungen von e/m, die von den verschiedenen Beobachtern für Ionen, die auf verschiedene Weise erzeugt wurden, zusammenzustellen.

Aus der Tabelle ist ersichtlich, daß für die gleiche Methode die Werte von e/m praktisch die gleichen, unabhängig von der Entstehungsweise der Ionen sind. Wir haben ferner gesehen, daß sie unabhängig sind vom Gase oder von der Natur der Elektrode; es ist also in allen Fällen, in welchen negative Elektrizität in Gasen bei niederem Druck beobachtet wurde, der Wert von e/m eine Konstante, und außerordentlich groß, annähernd 1000 mal größer als der größte Wert der entsprechenden Größe in der Elektrolyse wässriger Lösungen. Es ist zu beachten, daß diese großen Werte von e/m für Gase nur angetroffen werden, wenn der Druck des Gases sehr niedrig ist, wenn also sehr wenig Gas vorhanden ist, mit dem das Ion kollidieren kann; wenn der Gasdruck hoch ist, scheint das Ion als Kern zu wirken, um den sich die Moleküle des Gases ansammeln; das Ion wird demnach belastet und das Verhältnis von e/m wird sehr klein im Vergleich mit dem Wert bei niederem Druck.

Tabelle der Werte von e/m.

Herkunft d. Ionen	Beobachter	Datum	Methode der Bestimmung	Wert von e/m
Kathodenstrahlen	J. J. Thomson	1897	Magnetische und elektrostatische Ablenkung	$7{,}7 \cdot 10^6$
„	J. J. Thomson	1897	Magnetische Ablenkung u. Wärmewirkung	$1{,}17 \cdot 10^7$
„	Kaufmann	1897/8	Magnetische Ablenkung u. Potentialdifferenz	$1{,}86 \cdot 10^7$
„	Simon	1899	Magnetische Ablenkung u. Potentialdifferenz	$1{,}865 \cdot 10^7$
„	Wiechert	1899	Magnetische Ablenkung u. Geschwindigkeit d. Ionen	$1{,}01 \cdot 10^7$ — $1{,}55 \cdot 10^7$
Lenardstrahlen	Lenard	1898	Magnetische und elektrostatische Ablenkung	$6{,}39 \cdot 10^6$
„	Lenard	1898	Magnetische Ablenkung u. Verzögerung im elektrischen Felde	$6{,}8 \cdot 10^6$
Ultraviolettes Licht	J. J. Thomson	1899	Entladungsverzug durch magnetisches Feld	$7{,}6 \cdot 10^6$
„	Lenard	1900	Magnetische Ablenkung u. Potentialdifferenz	$1{,}15 \cdot 10^7$
Glühende Metalle	J. J. Thomson	1899	Verzögerung der Entladung durch ein magnetisches Feld	$8{,}7 \cdot 10^6$
Radium	Becquerel	1900	Magnetische und elektrostatische Ablenkung	annähernd 10^7

Wert von e/m für die positiven Ionen.

Wiens Bestimmung von e/m für Kanalstrahlen.

61. Die Zahl der Bestimmungen von e/m für die Ionen, die positive Ladungen tragen, ist klein im Vergleich mit der für die entsprechende Größe der negativen Ionen. Die erste Bestimmung des Wertes von e/m für die positiven Ionen wurde von W. Wien[1]) gemacht. Die positiven Ionen, die bei ihm zur Verwendung kamen, waren die, die wir in den als Kanalstrahlen bekannten Strahlen antreffen. Wenn eine elektrische Entladung zwischen einer Anode und einer Kathode verläuft, und die Kathode mehrfach durchlöchert ist, so wird hinter der Kathode, also auf der Seite der Kathode, die jenseits der Anode liegt, ein Lichtbündel sichtbar, welches die Löcher durchdringt, wie es in Fig. 35[2]) dargestellt ist; diese Strahlen rufen Phosphoreszenz hervor, wenn sie auf das Gas treffen. Sie tragen, wie Wien zeigte, positive Ladungen. Ein langes Bündel dieser Strahlen, das durch eine durchlöcherte Eisenkathode hindurchtritt, setzte Wien gleichzeitig einem elektrischen und einem magnetischen Felde aus

1) W. Wien, Wied. Ann. 45, p. 440, 1898.
2) Wehnelt, Wied. Ann. 47, p. 421, 1899.

und maß die entsprechenden Ablenkungen, hieraus erhielt er nach der Methode, die auf S. 93 beschrieben wurde, die Werte von e/m und v und fand

$$v = 3{,}6 \cdot 10^7 \text{ cm/sek.}, \quad e/m = 300.$$

Die Kanalstrahlen, oder positiven Strahlen, werden nur sehr schwer vom magnetischen Felde abgelenkt; es ist notwendig, sehr

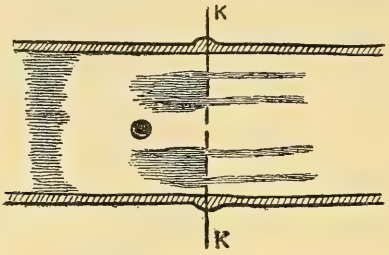


Fig. 35.

starke Felder zu verwenden; hierdurch wachsen die Schwierigkeiten der Untersuchung. Bei Wiens Experimenten war die Feldstärke 3250. Aus dem Resultat ist ersichtlich, daß die Geschwindigkeit der positiven Ionen sehr viel kleiner als die irgend welcher Kathodenstrahlen ist, die bisher gemessen wurden, während der Wert von e/m von einer ganz anderen Größenordnung ist, da er etwa 1/30000 des entsprechenden Wertes für das negative Ion ist; der Wert von e/m für die positiven Ionen im Gase ergibt sich von gleicher Größenordnung mit dem Werte von e/m bei der gewöhnlichen Elektrolyse wässriger Lösungen. Wenn etwa m die Masse des Eisenatoms, e die Ladung, die von einem Atom Wasserstoff mitgeführt wird, wäre, so ergäbe sich e/m etwa 200 oder, da Eisen zweiwertig ist, so wäre der Wert von e/m für das Eisen bei der Elektrolyse von Lösungen etwa 400. Wir haben jedoch noch nicht hinreichende Daten, um imstande zu sein, zu entscheiden, ob die Ladungen der positiven Elektrizität in den Kanalstrahlen Atome oder Moleküle des Metalles der Kathode oder des Gases in der Röhre sind.

Vergleich der Energie der Kanalstrahlen mit der Molekularenergie bei höchsten erreichbaren Temperaturen.

Die Energie, die die Teilchen besitzen, welche diese positiven Strahlen oder Kanalstrahlen bilden, ist die, welche sie in einem Potentialgefälle von etwa 16000 Volt erreichen würden. Da wir die Ladung und die Masse der Teilchen, welche die positiven Strahlen bilden, kennen, so können wir die Energie, die dieser Potentialdifferenz entspricht, mit der mittleren Energie vergleichen, die die Moleküle eines Gases bei irgend einer Temperatur besitzen, wenn wir die Masse der Moleküle gleich der der Teilchen der positiven Strahlen setzen; verfahren wir so, so ergibt sich, daß selbst bei den höchsten Temperaturen, die sich erreichen lassen, die Energie eines Moleküls im Gase ganz verschwin-

den würde im Vergleich mit der eines Teilchens in den positiven Strahlen.

Positive Ionen von rotglühendem Platin, das positiv geladen ist.

62. Der Verfasser hat den Wert von e/m für die positiven Ionen nach der Methode bestimmt, die auf S. 106 für die Bestimmung des Wertes für e/m für die negativen, durch die Wirkung von ultraviolettem Licht erzeugten Ionen beschrieben ist. Die positiven Ionen wurden durch die Erwärmung eines Drahtes auf Rotglut mit Hilfe des elektrischen Stromes, in einer Sauerstoffatmosphäre bei einem äußerst niedrigen Druck erzeugt. Der Draht wurde parallel zu einer Metallplatte angebracht, und mit einem Elektrometer verbunden, die Entfernung des Drahtes von der Platte war 4 mm. Wurde der Draht positiv geladen, so erhielt die Platte und das Elektrometer eine positive Ladung, der Strom, der zwischen der Platte und dem heißen Draht floß, ließ sich leicht mit Hilfe des Elektrometers messen; wenn nun der Raum zwischen dem heißen Draht und der Platte von einem sehr starken magnetischen Felde durchsetzt wurde, dessen Kraftlinien parallel mit der Platte verliefen, so ergab sich der Elektrizitätsverlust des Drahtes zur Platte hin geringer, wenn die Potentialdifferenz zwischen Draht und Platte nicht einen bestimmten Wert — gerade wie in dem entsprechenden Fall der negativen Ionen, die durch ultraviolettes Licht erzeugt wurden — überschritt; während aber im letzteren Falle eine verhältnismäßig schwache magnetische Kraft ausreichend ist, um den Strom zu verringern, erfordert es eine außerordentlich große magnetische Kraft, um die gleiche Wirkung bei dem heißen Draht hervorzurufen; so kam z. B. bei meinen Experimenten für die positiven Ionen ein magnetisches Feld zur Verwendung, dessen Stärke 12400 C. G. S.-Einheiten betrug, während bei den Experimenten mit negativen Ionen ein Feld von 100 weitaus genügte, um sehr beträchtliche Wirkungen hervorzurufen. Im Falle des heißen Drahtes fand ich, daß bei Verwendung eines magnetischen Feldes von der Stärke 12400, der Elektrizitätsverlust bei eingeschaltetem magnetischen Felde geringer war als bei ausgeschaltetem, wenn die Potentialdifferenz zwischen den Platten geringer als 50 Volt war; wenn dieser Wert überschritten wurde, so war der Elektrizitätsverlust derselbe, ob das magnetische Feld vorhanden war oder nicht. Es ergab sich also, daß wenn $H = 12400$ und $X = 50 \cdot 10^8/0{,}4$ war, die kritische Entfernung gleich 0,4 cm war. Demnach folgt aus den Resultaten, die auf S. 107 erhalten wurden:

$$0{,}4 = \frac{2 \cdot 50 \cdot 10^8}{0{,}4 \cdot (12400)^2} \frac{m}{e}$$

oder

$$\frac{e}{m} = 400\,.$$

Das ist annähernd der Wert für e/m für ein Eisenion in der Elektrolyse. Das beweist jedoch nicht, daß die Träger der positiven Elektrizität die Atome des Eisens sind, denn wenn m die Masse eines Sauerstoffmoleküles wäre und e die Ladung eines Wasserstoffions in der Elektrolyse, so würde e/m annähernd 310 sein, und die Schwierigkeiten des Experimentes sind so groß, daß wir nicht sagen können, daß dieses Resultat sich um mehr von dem wirklich gefundenen Resultat unterscheidet, als innerhalb der Fehlergrenzen des Experimentes liegt.

Wir sehen jedoch, daß für die positiven Ionen e/m von gleicher Größe wie in der Elektrolyse gewöhnlicher wässriger Lösungen ist, während es für negative Ionen von ganz anderer Größenordnung ist.

Positive Ionen und Ionenaggregate.

Die Wirkung sehr starker magnetischer Felder, die ich auf den Strom nachweisen konnte, wenn dieser von positiven Ionen getragen wurde, ist sehr viel weniger markant, als die Wirkung von verhältnismäßig schwachen Feldern auf einen Strom, der von negativen Ionen getragen wird. Im Falle der positiven Ionen verringert die magnetische Kraft selbst bei den günstigsten Umständen nur mehr den Strom, sie ist nicht imstande, ihn vollständig zu unterbrechen. Dies zwingt zu dem Schluß, daß die Träger der positiven Ladung nicht alle gleicher Art sind, sondern daß einige schwerer als andere sind; demnach führt uns der positive Elektrizitätsverlust eines erhitzten Platindrahtes durch sein Verhalten im magnetischen Felde zu dem Schlusse, daß ein Teil des Stromes von Sauerstoffmolekülen getragen wird und der Rest von Molekülen des Platins oder vielleicht von Aggregaten verschiedener Moleküle. Das Verhältnis zwischen den Zahlen der verschiedenen Arten der Träger scheint in weiten Grenzen mit der Temperatur und der Oberflächenbeschaffenheit des Platins zu variieren.

Sechstes Kapitel.

Bestimmung der Ladung des negativen Ions.

J. J. Thomsons Methode der Bestimmung von e.

63. Es hatte sich also ergeben, daß der Wert von e/m für die negativen Gasionen bei niederem Druck ungefähr tausendmal so groß als der größte Wert der gleichen Größe in der gewöhnlichen Elektrolyse ist. Die Frage, die sich unmittelbar aufdrängt, ist die, ob diese Diskrepanz dem Unterschied der Massengröße der Ionen zuzuschreiben ist, oder dem Unterschiede der elektrischen Ladungen oder jeder dieser beiden Größen. Um dies zu entscheiden, müssen wir den Wert von m oder e bestimmen. Der Verfasser machte im Jahre 1898[1]) und 1899[2]) Bestimmungen des Wertes von e für Ionen, die in dem einen Falle durch Röntgenstrahlen, im anderen durch ultraviolettes Licht erzeugt wurden. Die Methode basiert auf der Entdeckung von C. T. R. Wilson[3]) (siehe Kap. VII), daß gasförmige Ionen, sowohl positive wie negative, als Kerne wolkiger Kondensation wirken, auch dann, wenn kein Staub vorhanden ist; und daß ferner, wenn wir eine abgeschlossene Menge staubfreien Gases, das Ionen enthält, durch plötzliche Expansion abkühlen, eine Wolke entsteht, wenn das Verhältnis des Volumens des Gases nach der Expansion zu dem Volumen vor derselben größer ist als 1,25. Eine Expansion von dieser Größe ist keineswegs imstande, mehr als Spuren von Kondensation im Gase, das keine Ionen enthält, zu erzeugen. Das Wasser kondensiert sich rund um die Ionen, und wenn diese nicht zu zahlreich sind, so wird jedes Ion zu einem Kern eines Wassertropfens. Wird nun eine plötzliche Ausdehnung des Gases, das Ionen enthält, erzeugt, so kann man um jedes Ion herum einen kleinen Tropfen Wasser erhalten; diese Tropfen sind sichtbar, und wir können die Strecke, um welche sie sich senken, messen. Sir George Stokes hat gezeigt, daß, wenn v die Geschwindigkeit ist, mit welcher ein

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. V, 46, p. 528, 1898.
2) J. J. Thomson, Phil. Mag. V, 48, p. 547, 1899.
3) C. T. R. Wilson, Phil. Trans. A, 1897, p. 265.

Tropfen Wasser durch ein Gas fällt, a der Radius des Tropfens, μ der Reibungskoeffizient des Gases und g die beschleunigende Kraft der Schwere, alsdann

$$v = \frac{2}{3}\frac{g a^2}{\mu},$$

ist; wenn wir demnach v messen, können wir a und hiermit das Volumen eines jeden Tropfens bestimmen. Wenn q die Masse Wasser ist, die aus jedem Kubikzentimeter Gas niedergeschlagen wird, n die Zahl der Tropfen, so haben wir

$$q = n \tfrac{4}{3} \pi a^3.$$

Um q zu finden, können wir folgendermaßen verfahren: Wenn das Gas durch sehr plötzliche Expansion abgekühlt ist, so ist es übersättigt und auf den Ionen schlägt sich Dampf nieder; während der Kondensation des Wassers wird Wärme frei, welche das Gas erwärmt, so daß die Temperatur des Gases über die niedrigste Temperatur, die während der Expansion erreicht wurde, bevor die Kondensation eintrat, ansteigt. Es sei t_2 die niedrigste Temperatur, die während der Expansion erreicht wurde, t die Temperatur, wenn die Tropfen vollständig ausgebildet sind; wenn dann L die Verdampfungswärme des Wassers bezeichnet, C die spezifische Wärme des Gases bei konstantem Volumen, M die Masse der Volumeneinheit des Gases nach der Expansion, so haben wir

$$L \cdot q = C \cdot M(t - t_2) \qquad (1)$$

Wir vernachlässigen die Wärme, die nötig ist, um die Temperatur des Wassers im Gase zu erhöhen, gegenüber der, die erforderlich ist, die Temperatur des Gases selbst zu erhöhen. Ferner haben wir

$$q = \varrho_1 - \varrho,$$

wo ϱ_1 die Dichte des Wasserdampfes ist, bevor die Kondensation beginnt, und ϱ die Dichte bei der Temperatur t. Wenn wir diesen Wert für q in Gleichung (1) einsetzen, so erhalten wir

$$\varrho = \varrho_1 - \frac{CM}{L}(t - t_2) \qquad (2)$$

Da ϱ eine bekannte Funktion von t ist, so können wir aus dieser Gleichung t finden, wenn t_2 bekannt ist.

Wenn x das Verhältnis des schließlichen Volumens zum Anfangsvolumen des Gases und T die Temperatur des Gases in Celsiusgraden vor der Expansion ist, so haben wir, da die Masse eines Kubikzentimeters Luft von der Temperatur 0^0 C und bei einem Druck von 760 mm Quecksilber gleich 0,00129 Gramm ist,

$$M = \frac{0{,}00129}{x} \cdot \frac{273}{273 + T}\frac{P}{760},$$

wo P der Anfangsdruck des Gases, ausgedrückt in Millimeter Quecksilber ist.

Ferner ist

$$\varrho_1 = \frac{\varrho'}{x},$$

wo ϱ' die Dichte des Wasserdampfes bei der Temperatur T vor der Expansion bedeutet; da die Luft bei dieser Temperatur mit Wasserdampf gesättigt war, so kann ϱ' direkt aus den Tabellen für den Dampfdruck des Wasserdampfes erhalten werden.

Die Abkühlung, die durch adiabatische Expansion verursacht ist, wird durch die Gleichung bestimmt:

$$\log \frac{273 + T}{273 + t_2} = 0{,}41 \log x. \tag{3}$$

Diese Beziehung wird folgendermaßen erhalten: Bei einer so verlaufenden Expansion ist pv^γ konstant, wenn p der Druck, v das Volumen und γ das Verhältnis der spezifischen Wärme bei konstantem Druck und konstantem Volumen ist; es ist aber $pv = R\theta$, wo θ die absolute Temperatur und R die Gaskonstante ist, also haben wir, während einer adiabatischen Expansion

$$v^{\gamma-1}\theta = \text{const.},$$

wenn demnach $v_1\theta_1$, $v_2\theta_2$ die Anfangs- und Endwerte von v und θ sind, so ist

$$v_1^{\gamma-1}\theta_1 = v_2^{\gamma-1}\theta_2$$

oder

$$\log \frac{\theta_1}{\theta_2} = (\gamma - 1) \log \frac{v_2}{v_1}.$$

Da nun $\gamma = 1{,}41$ ist, so ergibt sich hieraus Gleichung (3). Aus (3) bestimmen wir t_2, und da ferner

$$C = 0{,}167, \quad L = 606$$

ist, so wird aus Gleichung (2)

$$\varrho = \frac{\varrho'}{x} - \frac{0{,}167}{606} \cdot \frac{0{,}00129}{x} \frac{273}{273 + T} \frac{P}{760} (t - t_2). \tag{4}$$

Als ein Beispiel, wie diese Gleichung verwandt werden kann, wollen wir einen Fall anführen, der bei einem der Experimente eintrat. Es war

$$T = 16^0, \quad P = 760, \quad x = 1{,}36.$$

Um t_2 zu erhalten, haben wir

$$\log \frac{273 + 16}{273 + t_2} = 0{,}41 \log 1{,}36 = \log 1{,}134,$$

demnach

$$273 + t_2 = 254{,}8 \quad \text{oder} \quad t_2 = -18{,}2^0.$$

Wir finden aus den Tabellen, daß bei 16^0

$$\varrho' = 0{,}0000135$$

ist, demnach wird die Gleichung (4)

$$\varrho = 99{,}3 \cdot 10^{-7} - 2{,}48 \cdot 10^{-7}\,(t + 18{,}2). \qquad (5)$$

Um diese Gleichung aufzulösen, müssen wir verschiedene Werte für t einsetzen, bis wir einen finden, für welchen der entsprechende Wert von ϱ, der aus Gleichung (5) erhältlich ist, derselbe ist, wie der Wert des Dampfdruckes des Wassers bei der Temperatur t. Wir finden mit Hilfe dieses rechnerischen Experimentierverfahrens, daß die Lösung von Gleichung (5) $t = 1{,}2$ ist, und der entsprechende Wert von $\varrho = 51{,}5 \cdot 10^{-7}$ wird. Wenn wir diesen Wert für ϱ einsetzen, so finden wir $q = 47{,}7 \cdot 10^{-7}$ Gramm.

Wenn wir q und a kennen, so bestimmt sich n, die Zahl der Tropfen, direkt aus der Gleichung

$$n = q / \tfrac{4}{3}\pi a^3.$$

Nach dieser Methode können wir die Zahl der Ionen pro Kubikzentimeter des Gases bestimmen. Wenn wir die Zahl der Ionen und ferner ihre Geschwindigkeit im Felde Eins kennen, so können wir sehr leicht die Ladung berechnen, die ein Ion mit sich führt, wenn wir den Strom, der von den Ionen pro Einheitsquerschnitt im Felde F getragen wird, messen. Denn wenn n die Zahl der Ionen pro Kubikzentimeter bedeutet, der positiven sowohl wie der negativen, U die mittlere Geschwindigkeit des positiven und negativen Ions im Felde Eins, so ist der Strom durch den Einheitsquerschnitt gleich

$$n e E U,$$

wo e die Ladung des Ions ist; die elektrische Kraft E muß hierbei so klein sein, daß der Strom ihr proportional ist. Wenn dies nicht der Fall ist, so würde die Zahl der Ionen abhängig von der Größe der elektrischen Kraft herauskommen.

Wir können leicht den Strom durch das ionisierte Gas messen und erhalten demnach $neEU$, und da n, E, U bekannt sind, so ergibt sich der Wert von e.

64. Die Methode wurde zuerst vom Verfasser angewandt, um die Ladung des Ions, das durch Röntgenstrahlen erzeugt wird, zu messen. Die Hervorrufung des Nebels und die Messung der Expansion geschah nach C. T. R. Wilson[1]): der Apparat für diesen Zweck und für den elektrischen Teil des Experimentes ist in Fig. 36 dargestellt. Das Gas, welches den Strahlen ausgesetzt wird, ist in dem Gefäß A enthalten; dieses Gefäß ist durch das Rohr B mit dem vertikalen Rohre C in Verbindung, das untere Ende des

1) C. T. R. Wilson, Proc. Cambr. Phil. Soc. IX, p. 333, 1897.

Rohres ist sorgfältig eingebaut, so daß es auf einer Ebene senkrecht zur Achse des Rohres steht; am unteren Ende ist es in den Gummistopfen D eingelassen. Innerhalb dieses Rohres ist ein dünnwandiges Rohr P, das oben geschlossen ist, und dessen offenes Ende so montiert ist, daß es in einer Ebene senkrecht zur Achse des Rohres liegt, angebracht. Dieses Rohr bewegt sich frei im weiteren Rohre

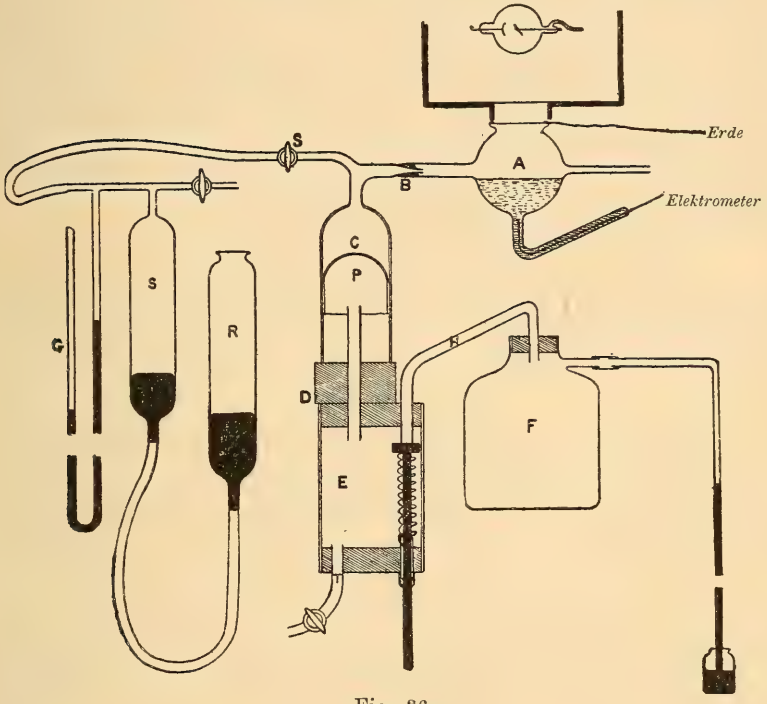


Fig. 36.

auf und ab und wirkt wie ein Kolben. Sein unteres Ende ist immer unterhalb der Oberfläche des Wassers, welches den unteren Teil des äußeren Rohres anfüllt; ein Rohr, das durch den Gummistopfen hindurchgeht, bringt das Innere des Rohres P in Kommunikation mit dem Raume E. Dieser Raum ist durch das Rohr H in Verbindung mit einem großen Gefäße F, in welchem der Druck mittels einer Wasserpumpe niedrig gehalten wird. Das Ende dieses Rohres H ist eben abgeschliffen und durch einen Gummistopfen, welcher gegen den Schliff drückt, verschlossen. Der Stopfen ist an einer Feder befestigt; durch Zurückziehen dieser Feder wird der Druck innerhalb des Rohres P verändert, und das Rohr P fällt rasch herunter, bis es gegen den Gummistopfen anstößt. Die Röhre T, welche durch einen Hahn abgeschlossen werden kann, läßt Luft nach E und setzt uns

in den Stand, das Probierrohr für die nächste Expansion wieder zurück auf seinen Platz zu bringen. Die Röhren R und S dienen dazu, den Expansionsgrad zu regulieren. Hierzu wird das Quecksilbergefäß R gehoben oder gesenkt, während das Rohr P in der niedrigsten Stellung ist, bis das Manometer G den Druck anzeigt, den man haben will und der unterhalb des atmosphärischen Druckes liegt. Der Hahn S wird dann geschlossen und in das Innere des Kolbens Luft gelassen, indem der Hahn T geöffnet wird. Der Kolben geht dann aufwärts, bis der Druck in A sich vom atmosphärischen Drucke nur noch um den Betrag unterscheidet, der notwendig ist, um das Gewicht des Kolbens zu tragen; dieser Druck liegt unterhalb eines Bruchteils eines Millimeter Quecksilbers.

Wenn Π der Barometerdruck ist, so ist P_1, der Luftdruck vor der Expansion, durch die Gleichung gegeben:

$$P_1 = \Pi - \pi,$$

wo π der maximale Dampfdruck des Wassers bei der Temperatur des Experimentes ist. Der Luftdruck P_2 nach der Expansion ist durch die Gleichung gegeben

$$P_2 = P_1 - p,$$

wo p der Druck ist, der dem Niveauunterschied des Quecksilbers in den beiden Armen des Manometers G entspricht.

Wenn demnach v_2 der Endwert und v_1 der Anfangswert des Gases ist, so ist

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{P_1}{P_2} = \frac{\Pi - \pi}{\Pi - \pi - p}.$$

Das Gefäß, in welchem das Sinken des Nebels und die Leitfähigkeit des Gases untersucht werden, befindet sich bei A. Es ist ein Glasrohr von 36 mm Durchmesser, welches mit einer Aluminiumplatte bedeckt ist; um die abnormale Ionisation zu vermeiden, die eintritt, wenn Röntgenstrahlen auf eine Metalloberfläche treffen, wird der untere Teil der Aluminiumplatte mit weißem Filtrierpapier belegt, und der elektrische Strom geht von dem Filtrierpapier zur horizontalen Wasseroberfläche. Das Induktorium und das Entladungsrohr zur Erzeugung von Röntgenstrahlen sind in einen großen eisernen Kasten gebracht, in dessen Boden sich eine Öffnung befindet, die durch ein Aluminiumfenster verschlossen ist. Das Gefäß A wird unterhalb von dem Fenster angebracht, und das Entladungsrohr entsendet seine Strahlen aus einiger Entfernung darüber, so daß das Bündel Strahlen, das von der Öffnung ausgeht, nicht sehr divergent ist. Die Intensität der Strahlen läßt sich auf irgend einen gewünschten Grad durch Zwischenschieben von Lagen von Stanniolpapier oder Aluminiumfolien zwischen Entladungsrohr und Gefäß reduzieren.

Bei diesen Experimenten ist es notwendig, mit sehr schwachen Strahlen zu arbeiten, damit die Ionenzahl verhältnismäßig gering ist; wenn die Zahl der Ionen groß ist, so scheint es, daß einige von ihnen dem Erfaßtwerden durch die Wolke, die sich bei der Expansion bildet, entgehen, denn wenn eine zweite Expansion erfolgt (nachdem die ionisierende Kraft ausgeschaltet ist), wird noch eine Wolke von beträchtlicher Größe gebildet, und verschiedene Expansionen sind erforderlich, bevor das Gas wieder in den Zustand gebracht ist, in welchem es war, bevor es der ionisierenden Kraft ausgesetzt war. Der Grund für diese sekundären Nebelbildungen ist noch nicht definitiv aufgeklärt, aber es ist möglich, daß er darin liegt, daß ein gewisser Teil der Ionen nicht durch die erste Wolke abgefangen wird; in diesem Fall müßte die Zahl der Ionen, die aus der Fallzeit berechnet wird, zu klein herauskommen; es ist demnach ratsam, mit so schwacher Ionisation des Gases zu arbeiten, daß die erste Wolkenbildung alle Ionen fortbringt.

Um den Strom zu finden, der durch das Gas fließt, wurde der Wasserbehälter und die Aluminiumplatte über dem Gefäß A mit einem Paar der Quadranten eines Elektrometers verbunden, dessen anderes Paar mit der Oberfläche des Gefäßes A in Verbindung steht; diese Oberfläche wird auf ein bekanntes Potential geladen, indem man sie mit einem Pole einer Batterie verbindet, deren anderer an Erde gelegt ist. Nachdem die Oberfläche aufgeladen ist, wird ihre Verbindung mit der Batterie unterbrochen und die Isolation des Systems geprüft, indem man beobachtet, ob ein Elektrizitätsverlust stattfindet, wenn die Röntgenstrahlen abgeblendet sind; wenn die Isolation genügend groß ist, werden die Röntgenstrahlen zugelassen und die Ladung beginnt, vom Elektrometer zu entweichen; indem man die Größe des Elektrizitätsverlustes mißt, kann man die Menge Elektrizität, die in einer Sekunde durch das Gas fließt, wenn dasselbe den Röntgenstrahlen ausgesetzt ist, bestimmen. Denn angenommen, daß in einer Sekunde die Elektrometerablesung sich um p Skalenteile ändert, und daß ein Skalenteil des Elektrometers einer Potentialdifferenz V zwischen den Quadranten entspricht, und daß C die Kapazität des Systemes ist, das aus Elektrometer, Wasseroberfläche und Zuführungsdraht besteht, so ist die Elektrizitätsmenge, die in einer Sekunde durch das Gas hindurchfließt, wenn es Röntgenstrahlen ausgesetzt wird, gleich pVC. Wenn n die gesamte Zahl der positiven und negativen Ionen pro Kubikzentimeter des Gases ist, u_0 die mittlere Geschwindigkeit des positiven und negativen Ions im Potentialfalle Eins, E den Potentialfall in Volt pro Zentimeter, der auf das ionisierte Gas einwirkt, A den Querschnitt der Wasseroberfläche darstellt, so ist der Strom durch das Gas gleich $Aneu_0E$; da aber dieser Strom gleich pVC ist, so haben wir

$$pVC = Aneu_0E,$$

eine Gleichung, durch die wir ne bestimmen können, und da wir aus der Wolkenbildung den Wert von n kennen, so kennen wir auch den Wert von e. Der Verfasser ist nach dieser Methode verfahren und fand im Jahre 1898, daß für die Ionen, die erzeugt werden, wenn Röntgenstrahlen durch die Luft hindurchtreten,

$$e = 6{,}5 \cdot 10^{-10}\ \mathrm{gr}^{\frac{1}{2}}\ (\mathrm{cm})^{\frac{3}{2}}\ (\mathrm{sek})^{-1}$$

in elektrostatischen Einheiten ist.

Eine ähnliche Messungsreihe an Ionen, die durch Röntgenstrahlen erzeugt werden, wenn die Röntgenstrahlen durch Wasserstoff hindurchgehen, ergibt für e, die Ladung des Wasserstoffions, den Wert

$$6{,}7 \cdot 10^{-10}\ (\mathrm{gr})^{\frac{1}{2}}\ (\mathrm{cm})^{\frac{3}{2}}\ (\mathrm{sek})^{-1}.$$

Der Unterschied zwischen diesem Werte und dem der Ladung des Ions in Luft ist viel geringer als die Fehlergrenzen des Experimentes, so daß hiernach die Ladungen des Ions die gleichen für diese Gase sind. Kurze Zeit nachher wurde durch die Experimente von Townsend über den Diffusionsgrad der Ionen dieses Ergebnis bestätigt; hierüber wurde bereits auf Seite 26 ausführlicher berichtet.

Verbesserung der Methode.

65. Der Verfasser wiederholte die Experimente über die Ladung der Ionen im Jahre 1901/2, indem er einige Modifikationen in der Methode anbrachte. Zunächst wurde die Ionisation durch die Strahlung von Radium anstatt von Röntgenstrahlen erzeugt; dies geschah, um gleichförmigere Ionisation zu erzeugen, als dies mit Röntgenstrahlen möglich ist, deren Unregelmäßigkeit beträchtlichere Störungen bei der früheren Untersuchung hervorrief. Zweitens war das Elektrometer, das bei den neuen Experimenten benutzt wurde, viel empfindlicher als das alte, es war ein Elektrometer vom Dolezalek-Typus und gab eine Ablenkung von 20000 Skalenteilen für eine Potentialdifferenz von einem Volt.

Die Messungen, die von C. T. R. Wilson[1]) (siehe Kap. VII) gemacht wurden, zeigen, daß bei Expansionen zwischen 1,25 und 1,3, negative Ionen, und zwar nur negative Ionen als Kern wolkiger Kondensation wirken, während bei Expansionen, die größer sind als 1,3, sowohl negative als auch positive Ionen durch die Wolke heruntergebracht werden. Es war zu befürchten, daß, wenn die Expansion hinreichend groß wäre, um beide Arten von Ionen in Wirksamkeit zu setzen, daß alsdann die aktiven negativen Ionen die Tendenz haben würden, den Wasserdampf für sich in Anspruch zu nehmen, und daß demnach die Gesamtmasse der positiven Ionen nicht mit der Wolke

1) C. T. R. Wilson, Phil. Trans. 193, p. 289.

heruntergebracht werden würde. Diese Befürchtung zeigte sich berechtigt, denn für die Expansionen, wie sie bei den früheren Experimenten mit diesem Apparat verwandt wurden, ergab sich, daß bei denjenigen, die größer als 1,3 waren, die Zahl der Teilchen in der Wolke im ionisierten Gase nicht (wie es sein sollte, wenn alle Ionen vom Nebel ergriffen würden) doppelt so groß war, als wenn die Expansion kleiner als dieser Wert war. Der Apparat wurde so modifiziert, daß die Expansion sehr viel schneller erfolgte wie bei den früheren Experimenten; mit dem neuen Apparat ergab sich nun für Expansionen, größer als 1,3, die Zahl der Teilchen im Nebel doppelt so groß als für Expansionen unterhalb dieses Wertes; das stützt wesentlich unsere Ansicht, daß nunmehr in dem Experimente alle Ionen durch den Nebel heruntergebracht wurden. Das Resultat einer Anzahl Bestimmungen von e mit dem neuen Apparate bei Benutzung verschiedener Radiumproben und verschiedener Intensität der Strahlung war:

$$e = 3{,}4 \cdot 10^{-10}\,(\mathrm{gr})^{\frac{1}{2}}\,(\mathrm{cm})^{\frac{3}{2}}\,(\mathrm{sec})^{-1}.$$

65a. H. A. Wilson hat die Ladung eines Ions e folgendermaßen bestimmt (Phil. Mag. [6] V, p. 429, 1903): er erzeugte einen Nebel in dem ionisierten Gase, indem er eine Expansion anwandte, welche Kondensation um die negativen, aber nicht um die positiven Ionen hervorruft, so daß alle Tropfen negativ elektrisiert sind; er beobachtet alsdann den Fall dieser Tropfen in einem elektrischen Felde, wenn die elektrische Kraft vertikal wirkt; wenn X der Wert der Kraft ist, die dahin wirkt, daß die Tropfen sich nach aufwärts bewegen würden, e die Ladung des Tropfens und a ihr Radius, so ist die auf den Tropfen nach unten wirkende Kraft $g\frac{4}{3}\pi \cdot a^3 - Xe$; demnach ist nach Stokes' Gesetz die Geschwindigkeit v, mit welcher die Tropfen fallen, durch die Gleichung gegeben:

$$v = \frac{2}{9}\left(g - \frac{3X \cdot e}{4\pi \cdot a^3}\right)\frac{a^2}{\mu};$$

so daß wir durch Messung von v für die verschiedenen Werte von X a und e erhalten können; nach dieser Methode findet Wilson:

$$e = 3{,}1 \cdot 10^{-10}\ (\text{C. G. S. elektrostatische Einheiten}).$$

66. Da wir nun den Wert von e gefunden haben, können wir ihn mit E, der Ladung, die vom Wasserstoffion getragen wird, vergleichen. Wenn N die Molekülzahl in einem Kubikzentimeter des Gases bei einem Drucke von 760 mm bei 0° C ist, so wissen wir als das Resultat von Experimenten über die Ausscheidung von Wasserstoff in der Elektrolyse, daß (siehe S. 59)

Bestimmung der Anzahl Moleküle pro ccm Gas.

$$NE = 1{,}22 \cdot 10^{10}$$

ist. In der kinetischen Gastheorie (vgl. z. B. O. E. Meyer, die kinetische Theorie der Gase) wird gezeigt, daß wir unter gewissen Annahmen über die Natur der Moleküle ihre Größe und Form, N, finden können. Die Werte, die auf diese Weise erhalten sind, weichen beträchtlich voneinander ab, die besten Bestimmungen von N liegen zwischen $2{,}1 \cdot 10^{19}$ und 10^{20}; dies würde für E einen Wert ergeben, der zwischen $6{,}1 \cdot 10^{-10}$ und $1{,}29 \cdot 10^{-10}$ liegt; der Wert von e fügt sich diesen Grenzen ein. Wir schließen demnach, daß die Ladung, die von irgend einem Gasion getragen wird, gleich der Ladung ist, die vom Wasserstoffion in der Elektrolyse wässriger Lösungen getragen wird.

Dieser Schluß wird ferner gestützt durch die Experimente von Townsend, über die wir früher referiert haben. Bei diesen Experimenten wurden die Ladungen der Ionen für Luft, Wasserstoff und Kohlensäure direkt mit E verglichen, und sie erwiesen sich gleich E (siehe S. 60). Von diesem Resultate ausgehend, können wir direkt experimentell den Wert von E bei Gasen bestimmen, und wir können dann, mit Hilfe der Gleichung

$$NE = 1{,}22 \cdot 10^{10}$$

die Zahl der Moleküle in einem Kubikzentimeter Gas, und somit die Masse eines Moleküls eines Gases finden; wenn wir in dieser Weise verfahren, so vermeiden wir alle Annahmen, die über Gestalt und Größe der Moleküle der Gase und über den Einfluß von Zusammenstößen gemacht werden müssen, wenn die Zahl N mit Hilfe der kinetischen Gastheorie bestimmt werden soll. Der Wert, den wir für E gefunden haben, ergibt

$$N = 3{,}9 \cdot 10^{19}.$$

Die Ladung des Ions ist unabhängig von seiner Erzeugung.

67. Die Bestimmungen von e, die wir oben beschrieben haben, wurden an Ionen angestellt, die durch Röntgen- oder durch Radiumstrahlen erzeugt wurden. Der Charakter der Ionen im Gase ist jedoch der gleiche, ob die Ionen durch Röntgen-, Radium-, Lenard-, Kathodenstrahlen oder durch die Einwirkung von ultraviolettem Licht erzeugt werden. Das geht klar aus der Tatsache, die wir bei der Geschwindigkeitsbestimmung der Ionen im elektrischen Felde gefunden haben, hervor. Die Geschwindigkeit ergab sich unabhängig davon, auf welchem der vorgenannten Wege die Ionen erzeugt wurden. Wir werden ferner sehen (in Kap. VII), daß die gleiche Unabhängigkeit von der Art der Erzeugung in Hinsicht ihrer Fähigkeit, wolkige Kondensation zu erzeugen, besteht. Wir haben demnach sehr triftige Gründe dafür, anzunehmen, daß die Ladung der Ionen unabhängig von der Art der Strahlung ist, die benutzt wird, um ein Ion in Freiheit zu setzen; ich habe einige direkte Experimente über diesen Punkt gemacht und habe Messungen über die Ladung

der negativen Ionen, die durch ultraviolettes Licht an Metalloberflächen erzeugt werden, angestellt; die benutzte Methode war die gleiche wie in dem Falle der Ionenerzeugung durch Röntgenstrahlen, und das Resultat war, daß innerhalb der Fehlergrenzen des Experimentes die Ladung des negativen Ions, das durch ultraviolettes Licht erzeugt wird, die gleiche war wie die, wenn das Ion durch Röntgenstrahlen erzeugt wurde.[1])

Gleichzeitige Messung von e und e/m bei Erzeugung der Ionen durch ultraviolettes Licht.

Der Fall, daß Ionen durch ultraviolettes Licht erzeugt werden, ist von Interesse, da er der einzige ist, bei dem beide Werte, e und e/m (wenn der Druck niedrig ist) gemessen wurden, wenn die Ionen durch die gleiche Art der Strahlung in beiden Experimenten erzeugt wurden.

Die Masse des Elektrons.

68. Da e identisch mit E, der Ladung des Wasserstoffions ist, während e/m etwa der tausendste Teil von E/M ist, wenn M die Masse des Wasserstoffatoms bezeichnet, so folgt, daß m nur etwa 1/1000 von M ist, daß also die Masse des Trägers der negativen Elektrizität nur 1/1000 von der des Wasserstoffatoms ist.

Es gibt nur einwertige Ladungen der Gasionen.

69. Wir wollen jetzt die Resultate der Bestimmungen von e und e/m für die durch Strahlung verschiedener Art erzeugten Ionen zusammenfassen. Wir haben gesehen, daß in allen Fällen, in welchen e bestimmt wurde, der Wert von e sich gleich dem von E, der Ladung des Wasserstoffions bei der Elektrolyse wässeriger Lösungen, ergab. Die Ladung des Gasions hängt nicht, wie dies bei den Ionen in Flüssigkeiten der Fall ist, von der Substanz, von der die Ionen herrühren, ab. So ist z. B. im Falle der Ionenerzeugung durch Röntgenstrahlen oder analoge Strahlenarten die Ladung eines Ions, das aus Sauerstoff entsteht, die gleiche wie die des Ions, das vom Wasserstoff abdissoziiert, obwohl doch in Flüssigkeiten die Ladung eines Sauerstoffions doppelt so groß ist, wie die des Wasserstoffions.

Ferner ist bei sehr niederem Druck, bei dem das negative Ion es vermeiden kann, mit Gasmolekülen zusammenzustoßen und von Molekülen umgeben zu werden, die Masse des negativen Ions invariabel und außerordentlich viel kleiner als die kleinste Masse gewöhnlicher Materie, etwa die des Wasserstoffatoms, deren Größe man aus der kinetischen Theorie der Gase kennt. Wir wollen solche kleinen negativen Ionen als Elektronen bezeichnen. Die negative Elektrisierung im Gase von niederem Druck, bei dem nur eine sehr geringe Menge gewöhnlicher Materie vorhanden ist, besteht alsdann in einer Ansammlung von Elektronen.

Das positive Ion im Gase.

Andererseits sind die positiven Ionen, soweit wir wissen, stets

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. V, 48, p. 547, 1899.

mit Massen verbunden, die vergleichbar sind mit den Massen der gewöhnlichen Atome der Gase, in denen wir sie antreffen.

Elektronentheorie der Elektrizität.

Wir sind so durch dieses Resultat zu einer Anschauung über das Wesen der Elektrizität geführt, die in vieler Beziehung der alten Fluidumstheorie der Elektrizität ähnelt. Das elektrische Fluidum entspricht einer Häufung von Elektronen, die negative Elektrisierung einer Ansammlung dieser Elektronen. Die Übertragung der Elektrizität von Ort zu Ort wird zur Bewegung der Elektronen von der Stelle, wo ein Überschuß von positiver Elektrizität vorhanden ist, zu der, wo ein Überschuß von negativer Elektrizität vorhanden ist. So ist ein Körper positiv geladen, wenn er einiger negativer Elektronen beraubt ist. Diese Elektronen können entweder frei oder an materielle Moleküle, mit denen sie in Berührung kommen, gebunden auftreten; positive Elektrisierung erscheint stets mit gewöhnlicher Materie verbunden, während negative Elektrisierung sowohl eintreten kann, wenn Elektronen frei existieren, wie in dem Falle, daß sie an Materie gebunden sind. So sind in einem Gase von sehr niedrigem Druck die Elektronen frei, dagegen in einem Gase von höherem Druck sind sie an Moleküle des Gases gebunden. In diesem Fall ist nicht viel Unterschied zwischen der Masse der positiven und negativen Ionen vorhanden; daß dem so ist, das ergibt sich aus den experimentellen Resultaten, die wir für die Geschwindigkeit der positiven und negativen Ionen in einem elektrischen Felde beschrieben haben; denn wenn sich auch ergab, daß das negative Ion sich schneller als das positive bewegt, so ist doch der Unterschied nicht groß. Wir werden zur weiteren Entwicklung einer Theorie der Elektrizität in einem späteren Kapitel zurückkehren.

Siebentes Kapitel.

Über einige physikalische Eigenschaften der Gasionen.

70. Eine der eigentümlichsten Wirkungen der Ionen ist ihr Einfluß auf die Kondensation von Wasserdampf. Ein erstes Beispiel hierfür war die Entdeckung von R. von Helmholtz[1]), daß eine elektrische Entladung auf einen Dampfstrahl von hohem Druck einen Einfluß ausübt. Wenn ein Dampfstrahl nahe an einer Elektrode, die Spitzenform hat und mit einer Elektrisiermaschine oder einem Induktorium verbunden ist, vorbeigeht, so tritt eine bemerkenswerte Veränderung im Aussehen des Dampfstrahles ein, sobald die Elektrizität von der Elektrode entweicht. Das kann ohne Schwierigkeit dadurch gezeigt werden, daß man den Schatten des Dampfstrahles auf einen Schirm wirft; wenn kein Elektrizitätsverlust stattfindet, so ist der Dampfstrahl nahezu durchsichtig und der Schatten sehr dünn; sobald jedoch Elektrizität auszuströmen beginnt, so wächst die Undurchsichtigkeit des Dampfstrahles sehr beträchtlich, der Schatten wird ganz dunkel und bestimmt, und Farben treten auf, die von der Beugung des Lichtes durch die kleinen Tropfen des Wassers hervorgerufen werden, so daß der Dampfstrahl manchmal eine sehr schöne Erscheinung darstellt. Über eine Methode, das Experiment so anzuordnen, daß man diese Farbenerscheinungen am besten beobachten kann, mit der man ferner die Größe der Wassertropfen aus den Beugungsfarben bestimmen kann, verweisen wir auf eine Abhandlung von Barus.[2]) Die Erscheinung zeigt klar, daß die Elektrisierung den Dampfstrahl zu Wassertropfen kondensiert.

Der blaue Dampfstrahl.

In einer späteren Abhandlung von R. von Helmholtz[3]) und Richarz, die nach dem Tode des ersteren publiziert wurde, zeigen die Autoren, daß ein Dampfstrahl durch Stromschluß oder durch Stromöffnung der Primärspule eines Induktoriums selbst dann beein-

Die Wirkung bleibt jenseits des Funkenpotentials bestehen.

1) R. v. Helmholtz, Wied. Ann. 32, p. 1, 1887; siehe auch Bidwell, Phil. Mag. V, 29, p. 158, 1890.

2) Barus, American Journal of Meteorology 9, p. 488, 1893.

3) R. v. Helmholtz und Richarz, Wied. Ann. 40, p. 161, 1890.

flußt wird, wenn die Pole der Sekundärspule, die nahe dem Dampfstrahl sich befinden, um weit mehr, als dem Funkenpotential entspricht, auseinander stehen, und daß die Wirkungen auch dann noch bestehen bleiben, wenn die Pole in feuchtes Filtrierpapier eingewickelt werden, um irgend welche Metallteilchen, die eventuell von den Polen ausgehen könnten, abzufangen.

Einfluß heißer Flächen in der Nachbarschaft auf d. Dampfstrahl.

R. von Helmholtz und Richarz (loc. cit.) zeigten ferner, daß der Dampfstrahl durch die Gase von Flammen, die in der Nachbarschaft aufgestellt waren, ob sie leuchtend waren oder nicht, beeinflußt wurde; die sehr kalten Flammen von brennendem Äther und Alkohol sind Ausnahmen für das Eintreten dieser Erscheinung.

Einfluß glühenden Platins auf d. Dampfstrahl.

Ein auf Rotglut erhitzter Platindraht beeinflußte den Dampfstrahl, wenn er elektrisch geladen wurde; war er gelbglühend, so beeinflußte er den Dampfstrahl auch dann, wenn er nicht geladen war. Nur wenn der Draht mit Wasserstoff umgeben war, übte der nichtelektrische Draht keinen Einfluß aus. Leuchtgas, das durch rotglühende Platingaze gegangen war, beeinflußte ebenfalls den Dampfstrahl.

Einfluß von Gasen.

Der Dampfstrahl wird auch durch die Anwesenheit verschiedener Substanzen, wie z. B. durch Schwefelsäure, die sich in der Nähe befindet, beeinflußt, auch durch Gase, die sich in der Luft dissoziieren oder chemische Veränderungen in der Luft erleiden, wie N_2O_4 oder NO_2, er wird nicht beeinflußt von Ozon oder Wasserstoffsuperoxyd. Wenn jedoch Ozon dadurch, daß es durch Substanzen, wie Lösungen von Kaliumjodid oder übermangansaures Kali, hindurchperlt, zerstört wird, so hat das Gas, welches aus der Lösung kommt, die Fähigkeit, den Strahl zu beeinflussen; dieses Gas ist auch imstande, Wolken zu bilden, wenn es mit feuchter Luft in Kontakt kommt, wie dies zuerst von Meißner[1]) gezeigt wurde; Experimente über diesen Punkt sind auch von R. von Helmholtz und Richarz und neuerdings von Townsend[2]) gemacht worden. Der Einfluß in diesem und in anderen Fällen der Einwirkung chemischer Substanzen ist, wie wir sehen werden, wahrscheinlich der Bildung einiger Substanzen zuzuschreiben, die sich in den Wassertropfen lösen und ihren Dampfdruck erniedrigen; hiernach wären die Tropfen in diesen Fällen nicht aus reinem Wasser gebildet, sondern mehr oder weniger aus wässerigen Lösungen.

Kondensation an Staub, Aitken-Phänomen.

Feuchte Luft, die über Phosphor oder über Natrium oder Kalium gegangen ist, beeinflußt ebenfalls den Dampfstrahl.

Lenard und Wolff[3]) zeigten ferner, daß, wenn ultraviolettes Licht auf eine Zinkplatte oder auf einige fluoreszierende Lösungen, die in der Nähe des Dampfstrahles aufgestellt waren, fiel, Kondensation des

1) Meißner, Jahresb. für Chemie 1863, p. 126.
2) J. S. Townsend, Proc. Camb. Phil. Soc. 10, p. 52, 1898.
3) Lenard und Wolff, Wied. Ann. 37, p. 443, 1899.

Dampfstrahls eintrat. Eine ähnliche Wirkung wurde durch ultraviolettes Licht erzielt, das durch Quarz gegangen war. Richarz[1]) zeigte, daß, wenn Röntgenstrahlen auf den Strahl fallen, Kondensation eintritt. Lange Zeit bestand Meinungsverschiedenheit über die Ursache des eigentümlichen Verhaltens des Dampfstrahls; die ersten Untersuchungen über diesen Gegenstand entstanden zu einer Zeit, als die Experimente von Aitken[2]), Coulier[3]) und von Kießling[4]) die Aufmerksamkeit auf den großen Einfluß richteten, den Staub auf wolkige Kondensation ausübte. Diese Physiker hatten gezeigt, daß die Wolken, die bei einer geringen Temperaturerniedrigung entstehen, die durch geringe adiabatische Expansion der feuchten, nebeligen Luft eines gewöhnlichen Zimmers hervorgerufen wird, vollständig verschwindet, wenn der Staub aus der Luft entfernt war: die Tropfen in der Wolke erwiesen sich als eine Ansammlung um die Staubteilchen, die Wassertropfen waren also imstande, mit endlichem Radius — nämlich dem der Staubteilchen — zum Entstehen zu kommen, wenn Staub vorhanden war, und sie konnten nicht entstehen, wenn der Radius von molekularen Dimensionen war, da dann, wie Lord Kelvin zeigte, der Einfluß der Oberflächenspannung zu so intensiver Verdampfung führen würde, daß die Tropfen alsbald verschwänden.

Ionen oder Staub?

Die Entdeckung der Wirkung von Staub auf die Kondensation von Wasserdampf rief die Tendenz hervor, die Bildung von Wolken in allen Fällen dem Staub, und nur dem Staub, zuzuschreiben; man war in der Tat geneigt, den Dampfstrahl als den Indikator für Staub in der Luft zu verwenden; so schrieben z. B. Lenard und Wolff die von ihnen entdeckte Wirkung, die ultraviolettes Licht, das auf eine Metallplatte fiel, verursachte, metallischem Staube zu, der vom Metall unter dem Einfluß des Lichtes abgegeben wurde. Andererseits hielten R. von Helmholtz und später Richarz streng an der Ansicht fest, daß verschiedene der Erscheinungen, die sie beobachteten, nicht dem Staube zuzuschreiben seien, sondern Ionen, und sie gaben hierfür Begründungen und stellten eine Anzahl entscheidender Experimente für ihre Anschauungen an; da jedoch ihre Experimente mehr indirekt einen klaren Beweis ergeben, wohingegen die Richtigkeit ihrer Anschauung ganz unbestreitbar durch direkte Experimente, die später von C. T. R. Wilson angestellt wurden, bewiesen wird, so wollen wir gleich zur Beschreibung dieser neueren Untersuchungen übergehen.

---

1) Richarz, Wied. Ann. 39, p. 592, 1896.

2) Aitken, Nature 23, pp. 195, 384. 1880. Trans. Roy. Soc. Edin. 33, p. 337, 1881.

3) Coulier, Journal de Pharm. et de Chemie 22, p. 165, 1875.

4) Kießling, Naturw. Verein Hamburg-Altona 8, 1, 1884.

Apparat und Experimente von C. T. R. Wilson.

71. Die Methode, die von Wilson[1]) verwandt wurde, war die, feuchtes Gas durch adiabatische Expansion plötzlich abzukühlen, so daß das Gas, welches vor der Abkühlung mit Wasserdampf gesättigt war, nach der Abkühlung in übersättigtem Zustand sich befand. Eine der Anordnungen, die Wilson verwandte, um die Expansion hervorzurufen, ist in Figur 37 dargestellt.

Die Methode, nach der der Apparat arbeitet, wurde schon auf S. 121 auseinandergesetzt. Für diese Experimente ist es sehr wichtig, daß die Expansionen, die den Nebel erzeugen, so schnell wie möglich vor sich gehen; erfolgt die Expansion langsam, so wird die Folge sein, daß die ersten Tropfen, die sich bilden, sobald die Übersättigung hinreichend ist, Zeit haben, anzuwachsen, bevor die Expansion vollendet ist. Hierdurch wird die Luft ihrer Feuchtigkeit beraubt, und die Übersättigung wird nicht viel über den Wert ansteigen, der nötig ist, um die ersten Tropfen zu bilden. Um sicher schnelle Expansion hervorzurufen, muß der Stempel *P* in Fig. 37 leicht beweglich und imstande sein, sich auf- und abwärts zu bewegen und die Einrichtung, mit welcher der Druckunterschied zwischen der Innen- und Außenseite des Zylinders erzeugt wird, muß sehr schnell arbeiten.

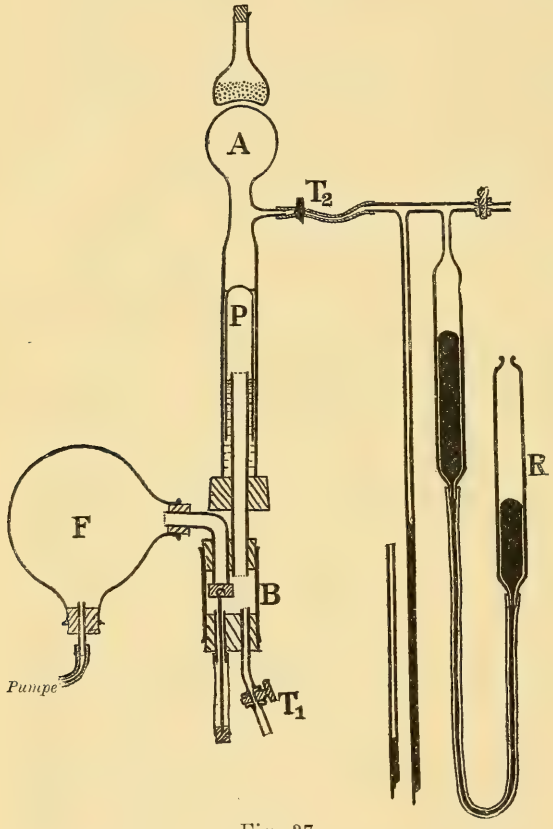


Fig. 37.

Expansion in staubiger und staubfreier Luft bis zur Wolken- und Regenbildung.

72. Wilson benutzte eine derartige Anordnung, und er fand, daß, wenn feuchte, nicht staubfreie Luft den Expansionsraum füllt, eine sehr

1) C. T. R. Wilson, Phil. Trans. 189, p. 265, 1897.

geringe Expansion hinreichend ist, um dichten Nebel zu erzeugen; wenn man diesen sich setzen läßt und den Prozeß wiederholt, so wird Schritt für Schritt die Luft der Feuchtigkeit, die sich als Nebel zu Boden setzt, beraubt; war die Luft staubfrei, so konnte durch geringe Expansion kein Nebel erzeugt werden. Wenn wir als Maß der Expansion das Verhältnis des Endwertes des Gasvolumens zum anfänglichen Gasvolumen nehmen, so wurde keine Wolke in staubfreier Luft erzeugt, bis die Expansion gleich 1,25 war. War die Expansion zwischen 1,25 und 1,38, so erschienen einige wenige Tropfen; diese Tropfen waren in Wasserstoff viel weniger zahlreich als in Luft. Wurde die Expansion bis zu 1,38 gesteigert, so war man imstande, eine viel dichtere Wolke in staubfreiem Gase zu erzeugen, und die Dichte der Wolke wuchs jetzt sehr schnell mit der Expansion. Wir sehen also, daß, selbst wenn kein Staub vorhanden ist, wolkige Kondensation durch plötzliche Expansionen erzeugt werden kann, wenn diese einen bestimmten Grenzwert überschreiten. Dieser Grenzwert scheint, wie die folgende Tabelle zeigt, von der Natur des Gases unabhängig zu sein; die Tabelle gibt das Verhältnis der Volumina an, das nötig ist, um einen ersten regenartigen Zustand der Kondensation und Übersättigung hervorzurufen; es ist dies also das Verhältnis vom Druck des Wasserdampfes, der in dem Augenblick vorhanden ist, wenn die Kondensation anfängt, zum Sättigungsdampfdruck bei der betreffenden Temperatur:

Gas	Regenartige Kondensation		Wolkenartige Kondensation	
	End-/Anfangs-Volumen	Übersättigung	End-/Anfangs-Volumen	Übersättigung
Luft	1,252	4,2	1,375	7,9
Sauerstoff	1,257	4,3	1,375	7,9
Stickstoff	1,262	4,4	1,375	7,9
Wasserstoff	—	—	1,375	7,9
Kohlensäure	1,365	4,2	1,53	7,3
Chlor	1,30	3,4	1,44	5,9

Die dritte und vierte Spalte geben die entsprechenden Größen für das zweite Stadium der Kondensation, in dem die Expansion dichten Nebel hervorruft.

Die regenartige Kondensation tritt im Wasserstoff nicht auf.

73. Die Beschreibung, die wir eben gegeben haben, bezieht sich auf das Verhalten des Gases im Normalzustande. Wird das Gas Röntgenstrahlen ausgesetzt, so fand Wilson, daß, genau wie in normalem Gase, keine Tropfen vorhanden waren, bis die Expansion gleich 1,25 war; wenn man jedoch diesen Grenzwert überschritt, so wuchs die Dichte der Wolke sehr bedeutend bei Einwirkung der Strahlen, und

Der zur Kondensation notwendige Übersättigungsgrad ist von der Ionenzahl unabhängig.

wenn diese intensiv waren, erhielt man anstatt der paar Tropfen, die da waren, wenn keine Strahlen einwirkten, eine dichte, fast undurchsichtige Wolke. Die Stärke der Strahlen beeinflußt die Expansion nicht, die erforderlich ist, um die Wolke zu erzeugen; wie stark auch immer die Strahlen sein mögen, es bildet sich keine Wolke, bis die Expansion 1,25 überschreitet: die Stärke der Strahlung vergrößert die Zahl der Tropfen in der Wolke, aber sie beeinflußt nicht das Stadium, bei welchem die Wolke zu entstehen beginnt. Die Fähigkeit der Strahlen, Wolken hervorzurufen, dauert einige Sekunden an, nachdem der Strahl aufgehört hat, einzuwirken. Wilson[1]) zeigte, daß die Strahlen von Uranium und anderen radioaktiven Substanzen dieselbe Wirkung hervorriefen wie Röntgenstrahlen, und auch wie ultraviolettes Licht, wenn es auf eine Metall- oder Zinkplatte fällt: diese Wirkungen, die von ultraviolettem Licht hervorgerufen werden, sind jedoch etwas komplizierter; wir werden später noch auf sie zurückkommen.

Experimentum crucis, daß es Ionen sind.

74. Daß die Wirkung, die von Röntgen- und Uraniumstrahlen hier hervorgerufen wird, der Erzeugung geladener Ionen, die im Gase entstehen, zuzuschreiben ist, kann direkt durch folgendes Experiment gezeigt werden. Wenn die Ionen, die durch Röntgenstrahlen hervorgerufen werden, als Kerne der Wassertropfenbildung wirken, so folgt, daß bei Entfernung dieser Ionen aus dem Gase, durch Anwendung eines starken elektrischen Feldes, eine Wolkenbildung nicht eintreten kann. Wenn also die Strahlen auf expandierte Luft, die gleichzeitig unter der Einwirkung eines starken elektrischen Feldes steht, einwirken, so ist eine Tropfenbildung nicht zu erwarten. Dies trat auch wirklich ein, und das Experiment ist außerordentlich entscheidend. Zwei parallele Platten wurden in das Gefäß gebracht, das die staubfreie Luft enthält: diese Platten waren etwa 5 cm voneinander entfernt und waren groß genug, um den größeren Teil der Luft einzuschließen.[2]) Die Platten konnten mit den Polen einer Hochspannungsbatterie von 400 Volt verbunden werden. Röntgenstrahlen durchsetzten das vorher von Staub befreite Gas zwischen den Platten. Wurde die Verbindung der Platten mit der Batterie unterbrochen, so erzeugte die gewöhnliche Expansion einen dichten Nebel, wenn jedoch die Platten mit der Batterie verbunden waren, so entstand nur eine sehr dünne Wolke durch die Expansion, und diese Wolke war fast ebenso dicht, wenn die Röntgenstrahlen das Gas nicht durchsetzten.

Nebelbildung kurze Zeit nach Aufhören des dissoziierenden Agens.

75. Wenn eine dichte Wolke bei Röntgenbestrahlung bei einer Expansion, die zwischen 1,25 und 1,38 lag, entstand, oder ohne

1) C. T. R. Wilson, Phil. Trans. A 192, p. 403, 1899.
2) J. J. Thomson, Phil. Mag. V, 46, p. 528, 1898.

Röntgenstrahlen bei einer Expansion, die größer als 1,38 war, so konnten ein wenig später Tropfen durch Expansionen, die unter 1,25 lagen, zum Entstehen gebracht werden; diese werden durch die Einwirkung eines elektrischen Feldes nicht im Entstehen gehindert. Ein dichter Nebel läßt nun offenbar hinter sich kleine Wassertropfen zurück, die, wenn auch zu klein, um sichtbar zu sein, in gleicher Weise wie Staubteilchen wirken, indem sie wolkige Kondensation bei sehr geringen Expansionen erzeugen. Wilson[1]) hat auch gezeigt, daß, wenn Elektrizität von einer Spitzenelektrode sich in den Expansionsbehälter entlädt, die wolkige Kondensation, wie im Falle der Röntgenstrahlen, bei Expansionen zwischen 1,25 und 1,38, außerordentlich anstieg. Wurde die Entladung unterbrochen, bevor die Expansion stattfand, so ergab sich, daß noch ein oder zwei Minuten nach Aufhören der Entladung Nebel entstanden; die Expansion, die erforderlich ist, um den Nebel hervorzurufen, verringerte sich mit der Zeit, die nach Aufhören der Ladung verstrichen war, wodurch angezeigt wurde, daß einige der erwähnten Kerne während dieses Intervalles gewachsen waren. Die Erscheinung ist wahrscheinlich der Bildung einiger chemischer Verbindungen während der Entladung zuzuschreiben, vielleicht Salpetersäure, die sich in den Tropfen löst und ihren Dampfdruck erniedrigt.

Einfluß ultravioletten Lichtes auf die Nebelbildung, ohne daß das Licht auf Metalloberflächen trifft.

76. Wilson (loc. cit.) zeigte, daß der Durchgang von ultraviolettem Licht durch ein Gas (im Unterschied mit der Wirkung, die hervorgerufen wird, wenn das Licht auf eine Metalloberfläche fällt) sehr interessante Wirkungen auf die wolkige Kondensation ausübt. Wenn die Intensität des Lichtes gering ist, so werden keine Wolken bis zur Expansion 1,25 gebildet; diese Expansion ist notwendig, um Wolken in Gasen zu erzeugen, die Röntgenstrahlen ausgesetzt sind. Wenn jedoch das ultraviolette Licht sehr intensiv ist, so werden Wolken in Luft oder in reinem Sauerstoff, aber nicht in Wasserstoff schon bei sehr viel geringeren Expansionen erzeugt, und die Expansion, die erforderlich ist, nimmt mit wachsender Expositionszeit ab; demnach wachsen die Kerne, welche die Wolken bilden, unter dem Einfluß des Lichtes. Wenn das Licht außerordentlich intensiv ist, so werden Wolken in Luft oder Sauerstoff ohne irgend eine Expansion gebildet; diese Wolken sind außerordentlich fein und können stundenlang nach Aufhören der Lichteinflüsse bestehen bleiben. Wilson war sogar imstande, diese Wolken in Luft zum Entstehen zu bringen, die über einer 17%igen Lösung von KOH stand, und welche deshalb nicht mit Wasserdampf gesättigt war; in diesem Falle blieben die Tropfen drei Stunden bestehen, nachdem das Licht zu wirken aufgehört hatte,

1) C. T. R. Wilson, Phil. Trans. 192, p. 403, 1899.

woraus hervorgeht, daß nur sehr geringe Verdampfung von den Tropfen stattfinden konnte; das zeigt, wie Wilson betont, daß die Tropfen nicht reines Wasser sein können. Wahrscheinlich sind diese Tropfen analog denen, die viele Jahre vorher von Tyndall[1]) beobachtet wurden, wenn ultraviolettes Licht durch Luft hindurchgeht, die Dämpfe von bestimmten Substanzen enthält, von denen Amylnitrit eine war, die die Erscheinung am deutlichsten zeigte. Diese Erscheinung läßt sich durch die Bildung einer Substanz unter dem Einflusse des ultravioletten Lichtes erklären. Wilson vermutete, daß sich bei seinen Experimenten H_2O_2 gebildet hat, das sich in den sich bildenden Tropfen auflöst und ihren Dampfdruck erniedrigt. Die Tropfen könnten so imstande sein, unter Umständen sich zu vergrößern, bei denen Tropfen reinen Wassers in Dampfform übergehen würden. Diese Erklärung wird durch die Tatsache gestützt, daß ultraviolettes Licht diese Wolkenbildung nicht im Wasserdampf selbst oder in Wasserstoff hervorruft, und ferner durch die Tatsache, daß im Gegensatz zur Wolkenbildung, die bei Röntgenstrahlen entsteht, diese Wolken, die durch ultraviolettes Licht zum Entstehen gebracht werden, nicht an Dichte abnehmen, wenn ein starkes elektrisches Feld auf das Gas einwirkt, wodurch gezeigt ist, daß die Kerne entweder nicht geladen sind, oder daß, wenn sie geladen sind, sie so mit fremden Molekülen beladen sind, daß sie sich nicht merklich im elektrischen Felde bewegen.

Bildung langsam wandernder Ionen durch ultraviolettes Licht.

77. Buisson[2]), der diese Frage mit vieler Mühe zu entscheiden suchte, konnte keine Leitfähigkeit der Luft, durch die ultraviolettes Licht hindurchgegangen war, auffinden. Lenard[3]) hat jedoch kürzlich gezeigt, daß eine bestimmte Art ultravioletten Lichtes, welches so schnell durch die Luft absorbiert wird, daß es innerhalb einer Strecke von wenigen Zentimetern vollständig absorbiert ist, bei Luft von atmosphärischem Druck elektrische Leitfähigkeit im Gase, durch das es hindurchgeht, erzeugt, und daß ein geladener Körper, der in die Nähe von Luft gestellt wird, die von diesen Strahlen durchsetzt war, seine Ladung verliert, und zwar viel schneller, wenn die Ladung positiv, als wenn sie negativ ist. Lenard bestimmte die Geschwindigkeit der negativen Ionen nach einer Methode, die analog der ist, die auf S. 42 beschrieben wurde, und fand für die Geschwindigkeit in Luft bei atmospärischem Druck 3,13 cm/sek in einem Potentialfall von einem Volt pro Zentimeter: das ist etwa die doppelte Geschwindigkeit der Ionen, die von Röntgenstrahlen erzeugt werden, und andererseits

1) J. Tyndall, Phil. Trans. 160, p. 33, 1870.

2) Buisson u. Perrin, Thèses présentées à la Faculté des Sciences de Paris, 1897, p. 31.

3) Lenard, Drudes Annalen I, p. 486; III, p. 298, 1900.

ist die Geschwindigkeit der positiven Ionen unter dem gleichen Potentialfalle nicht mehr als 0,0015 cm/sek, was nur ein Tausendstel der Geschwindigkeit der positiven Ionen ist, die durch Röntgenstrahlen erzeugt werden. Die größere Beweglichkeit der negativen Ionen erklärt, warum der Elektrizitätsverlust eines positiv geladenen Körpers in der Nachbarschaft eines ionisierten Gases so viel schneller stattfindet als der eines negativ geladenen. Wir werden auf diesen Punkt in dem Kapitel über den Einfluß des ultravioletten Lichtes auf Gase zurückkommen.

Unterschiedliches Verhalten des ultravioletten Lichtes und der Röntgenstrahlen in bezug auf das Leitendmachen der Luft.

78. Die Resultate, die von Wilson und Lenard erhalten wurden, scheinen zu dem Schlusse zu drängen, daß, wenn Gas der Einwirkung gewöhnlichen ultravioletten Lichtes ausgesetzt ist, eine chemische Wirkung platzgreift, welche in der Bildung eines Produktes besteht, welches sich im Wasser löst und so den Dampfdruck der über den Wassertropfen herrscht, erniedrigt, und die Bildung der Tropfen erleichtert. Wenn diese Tropfen dem Einfluß ultravioletten Lichtes von der Art, wie es von Lenard untersucht wurde, ausgesetzt sind, so verlieren sie, wie so viele andere Körper, die von ultraviolettem Lichte dieser Art bestrahlt werden, negative Elektrizität, und diese so in Freiheit gesetzten negativen Ionen sind es, welche die elektrische Leitfähigkeit hervorrufen, die von Lenard untersucht wurde. Der Unterschied zwischen der Wirkung des ultravioletten Lichtes und der der Röntgenstrahlen besteht darin, daß ersteres, wenn es sehr intensiv ist, Wolken bei geringer oder ohne Expansion hervorrufen kann, während die Röntgenstrahlen dies nicht tun können. Nach der oben gegebenen Theorie hat das darin seine Ursache, daß das ultraviolette Licht eher in der Lage ist, chemische Wirkungen einzuleiten als die Röntgenstrahlen; es gibt viele Beispiele hierfür, um eins zu nennen: die Vereinigung von Wasserstoff und Chlor.

Einfluß minimaler löslicher Mengen auf die Tropfenbildung.

Der Einfluß minimaler Spuren löslicher Substanzen in Hinsicht der Erleichterung der Nebelbildung wurde in schlagendster Weise durch ein Experiment von Wilson[1]) gezeigt. Der Verfasser[2]) zeigte, daß Tropfen, selbst wenn ihre Existenz nur sehr vorübergehend ist, den Fortgang chemischer Verbindung zwischen den Gasen, welche sie umgeben, erleichtern würden, und daß dieser Einfluß eine Erklärung der sehr bemerkenswerten, von Baker[3]) und Pringsheim[4]) entdeckten Tatsache geben würde, wonach das Eintreten einiger der bekanntesten Fälle chemischer Verbindungen zwischen Gasen von der Anwesenheit von Feuchtigkeit abhängt, nicht aber in Gasen statthat die mit größter Sorgfalt getrocknet sind.

1) H. A. Wilson, Phil. Mag. V, 45, p. 454, 1898.
2) J. J. Thomson, Phil. Mag. V, 36, p. 313, 1893.
3) Baker, Phil. Trans. 179, p. 571, 1888.
4) Pringsheim, Wied. Ann. 32, p. 384, 1887.

Kernbildung vom Metall aus.

79. C. T. R. Wilson[1]) hat gezeigt, daß bestimmte Metalle Kerne erzeugen, die wolkige Kondensation verursachen, wenn die Expansion 1,25 überschreitet, und daß die Wirkung bedeutend ausgeprägter wird, wenn die Expansion bis auf 1,30 steigt. Die Größe der Wirkung hängt weitgehend von der Art der benutzten Metalle ab: Amagalmiertes Zink gibt verhältnismäßig dichte Wolken, poliertes Zink und Blei zeigen auch deutlich den Effekt, andererseits erzeugt poliertes Kupfer und Zinn keine merkbare Wirkung. Die Reihenfolge der Metalle in Hinsicht auf ihre Fähigkeit, Kerne der wolkigen Kondensation zu erzeugen, ist die gleiche, wie die Reihenfolge in ihrer Fähigkeit, eine photographische Platte zu beeinflussen, die in einer geringen Entfernung von ihrer Oberfläche aufgestellt ist, eine Erscheinung, die von Russell[2]) und Colson[3]) studiert worden ist. Die Wirkung, die durch die Gegenwart des Metalles auf die Wolken im Wasserstoff verursacht wird, ist sehr gering.

Oberflächenschichten als Ionensitz.

Obwohl der Expansionsgrad, der nötig ist, um wolkige Kondensation hervorzurufen, wenn Metalle vorhanden sind, der gleiche ist, als wenn geladene Ionen durch die Röntgenstrahlen erzeugt werden, unterscheidet sich doch der Metalleffekt von dem der Röntgenstrahlen dadurch, daß ersterer durch Verwendung eines intensiven elektrischen Feldes nicht verringert wird. Es ist jedoch möglich, daß in ruhiger Luft das ionisierte Gas an Schichten haftet, die dicht an der Oberfläche des Metalles liegen, und daß der durch die plötzliche Expansion hervorgerufene Stoß diese Schichten ablöst und die Ionen durch das Gasvolumen verstreut. Wenn dies der Fall wäre, so würden die Ionen, die nur während der kurzen Zeit, während der die Expansion stattfindet, frei sind, nicht merklich durch das elektrische Feld beeinflußt, und dieses würde nicht imstande sein, in der kurzen Zeit, die ihm zur Verfügung steht, die Ionen aus dem Gase zu tilgen. Die Anwesenheit solcher Schicht ionisierten Gases nahe der Metalloberfläche wird sehr wahrscheinlich durch die bekannten Wirkungen, die beim Zerspritzen von Wassertropfen, Quecksilbertropfen oder Tropfen anderer Flüssigkeiten auftreten. So zeigte Lenard[4]), daß, wenn Wassertropfen auf einer Metallplatte zerspritzen, die Wassertropfen positiv elektrisiert wurden, während negative Elektrizität in der umgebenden Luft vorhanden war. Luft, die in einer Flasche, die Quecksilber enthält, geschüttelt wird, wird negativ elektrisch. Lord Kelvin[5]) zeigte, daß Luft, die durch Wasser perlt, negativ herauskommt. Ich habe kürzlich gefunden, daß Luft, die mit großer Kraft durch Wasser hindurchgetrieben wird, beim Verlassen des Wassers sowohl positive als

1) C. T. R. Wilson, Phil. Trans. 192, p. 403, 1899.
2) Russell, Proc. Roy. Soc. 61, p. 424, 1897; 62, p. 102, 1898.
3) Colson, Comptes Rendus 123, p. 49, 1896.
4) Lenard, Wied. Ann. 46, p. 584, 1892.
5) Lord Kelvin, Proc. Roy. Soc. 57, p. 335, 1894.

negative Ionen enthält, wenn auch die letzteren die zahlreicheren sind; So behandelte Luft zeigte sich imstande, auch einen Körper mit negativer Ladung, wenn auch nicht so schnell wie einen mit positiver zu entladen. Als ein weiteres Beispiel für den Einfluß, den die Oberfläche des Wassers auf die Elektrisierung hat, wollen wir erwähnen, daß Holmgren[1]) zeigte, daß, wenn zwei feuchte Tücher zusammengebracht und dann schnell getrennt werden, Elektrisierung auftritt, indem die positive Elektrizität an dem Tuch, die negative in der Luft ist. Er fand auch, daß, wenn eine Wasseroberfläche sich plötzlich änderte, wie z. B. wenn Wellen über die Oberfläche gingen, Elektrisierung auftritt, wobei die positive Elektrizität im Wasser, die negative in der Luft ist. Der Verfasser[2]) fand, daß bei Flüssigkeiten, die von reinem Wasserstoff anstatt von Luft umgeben wurden, die durch Zerspritzen erzeugte Elektrisierung außerordentlich klein war. Ebenso fand Wilson, wie bereits erwähnt, daß der Effekt, der vom Metall auf die wolkige Kondensation ausgeübt wird, im Wasserstoff außerordentlich klein ist. Diese Tatsachen sind hinreichend, um zu zeigen, daß eine Störung der Oberfläche einer großen Anzahl von Substanzen von Ionenzerstäubung in das anliegende Gas begleitet ist; die natürlichste Erklärung dieser Erscheinung ist wohl die, daß an der Oberfläche gewisser Körper eine dünne Schicht ionisierten Gases liegt, die durch mechanisches Aufrütteln zerstört werden kann. Es ist wichtig zu beachten, daß, im Falle diese Schicht ionisierten Gases sehr dicht an der Metalloberfläche anliegt, die Folge wäre, daß die Ionen in ihr in das umgebende Gas nicht zerstreut würden, wenn das Metall so weit aufgeladen ist, um ein elektrisches Feld von sehr bedeutender Stärke zu erzeugen. Denn angenommen, wir hätten eine Ladung e an einem Punkt P in einer Entfernung r von einer ebenen leitenden Oberfläche, so wird dort infolge der entgegengesetzten Elektrizität, die auf der Ebene induziert wird, ein Zug auf die Ionenladung bei P gegen die Ebene hin stattfinden müssen, der gleich $e^2/4r^2$ wäre; wenn ein äußeres elektrisches Feld von der Stärke F dahin wirkt, den geladenen Körper von der Ebene weg zu bewegen, so wird dieses nicht imstande sein, die Anziehung gegen die Platte zu überwinden, bis Fe größer als $e^2/4r^2$ ist oder F größer als $e/4r^2$. Angenommen, e ist gleich der Ladung eines Ions gleich $3{,}4 \cdot 10^{-10}$ elektrostatischen Einheiten, und die Stärke des elektrischen Feldes ist 100 Volt pro Zentimeter, was im elektrostatischen System gleich 1/3 ist, so sehen wir, daß selbst in diesem starken Felde das Ion gegen die Platte getrieben wird, d. h. daß das Ion nicht in das umgebende Gas gehen kann, solange r kleiner ist als $1{,}6 \cdot 10^{-5}$; aus diesem Beispiel ist ersichtlich,

1) Holmgren, Sur le Développement de l'électricité au contact de l'air et de l'eau. Société physiographique de Lond. 1894.

2) J. J. Thomson, Phil. Mag. V, 37, p. 341, 1894.

daß es außerordentlich schwierig sein muß, sehr dünne Schichten ionisierten Gases durch elektrische Mittel fortzuschaffen.

Möglicher Grund der stets vorhandenen Leitfähigkeit der Luft.

80. Die wenigen Kerne, die regenartige Kondensation bei Expansionen zwischen 1,25 und 1,38 in Gasen, die keiner äußeren ionisierenden Kraft ausgesetzt sind, hervorrufen, kommen, wie ich denke, möglichenfalls aus einer Gasschicht, die vom Wasser im Gefäß durch die Erschütterung, welche die Expansion hervorruft, aufgestört ist. Diese Kerne werden, wie Wilson gezeigt hat (in kleineren Gefäßen; — vergl. aber 80a —), nicht von einem elektrischen Felde fortbewegt, und sie rufen dennoch Nebel mit genau den gleichen Expansionen hervor, die im Falle der durch Röntgenstrahlen erzeugten geladenen Ionen erforderlich sind. Wir haben (siehe Kap. I) gesehen, daß selbst im Gase im normalen Zustand eine geringe Leitfähigkeit existiert, die das Vorhandensein einiger weniger freier Ionen anzeigt, und diese allein würde die Bildung weniger Tropfen verursachen; wenn aber diese Ionen es wären, die für die regenartige Kondensation hauptsächlich in Betracht kommen, so müßten sie durch das elektrische Feld entfernt werden; in der Tat scheint es nicht unmöglich, daß einige der Kerne, welche elektrische Leitfähigkeit in normaler Luft erzeugen, infolge der Diffusion aus den Schichten ionisierten Gases an der Oberfläche von Flüssigkeiten oder festen Körpern, die in Berührung mit dem Gase sind, in das Gas gelangen. Wenn, wie es Elster und Geitels Meinung ist, der allmähliche Anstieg des Elektrizitätsverlustes, der eintritt, nachdem frisches Gas in ein geschlossenes Gefäß gebracht ist, nicht dem Absetzen von Staub aus dem Gase zuzuschreiben ist, so ist dieses Phänomen ein Grund mehr zugunsten der Anschauung, daß Schichten ionisierten Gases nahe der Oberfläche fester Körper oder Flüssigkeiten einen bedeutenden Einfluß auf die wolkige Kondensation bei der Expansion ausüben. Diese Erscheinung könnte leicht aus der langsamen Diffusion eines ionisierten Gases von den Wänden des Gefäßes, in welchem das Gas enthalten ist, erklärt werden.

80a. C. T. R. Wilson hat letzthin gezeigt, daß bei Verwendung eines sehr großen Expansionsgefäßes die wenigen Kerne, die als Zentren der Kondensation in einem Gase wirken, das nicht einem äußeren ionisierenden Einfluß, wie etwa den Röntgenstrahlen, ausgesetzt ist, Ladungen tragen, und daß diese Kerne, wie die durch Röntgenstrahlen erzeugten, durch ein elektrisches Feld entfernt werden können. Er zeigte, daß der Grund dafür, daß das äußere Feld keinen beobachtbaren Einfluß bei kleineren Gefäßen hatte, der ist, daß in diesem Falle die wenigen Ionen im Gefäße leicht durch kleine elektrische Kräfte entfernt werden, die von Potentialdifferenzen herrühren, die gelegentlich im Gefäß vorhanden sind und hinreichend sind, die Kerne ohne Hilfe eines äußeren elektrischen Feldes zu entfernen.

81. Der Verfasser[1]) stellte im Jahre 1893 ein Experiment mit einem Dampfstrahl an, welches zeigte, daß negative Elektrisierung einen entschieden größeren Einfluß auf das Zustandekommen der Kondensationsbildung ausübte als positive. Folgende Anordnung wurde benutzt. In den Dampfbehälter tauchte ein Ende eines vertikalen Glasrohres, an dessen anderes Ende ein horizontales Querstück angeschmolzen war; der Dampf trat aus Düsen an den Enden des Querstückes aus; in diese Düsen waren zugespitzte Platindrähte eingeschmolzen, die mit den Polen eines kleinen Induktoriums verbunden wurden. Wenn das Induktorium geschlossen wurde, so trat starke Kondensation an beiden Dampfstrahlen auf, aber der Dampfstrahl an der Düse, die mit dem negativen Pole der Spule verbunden war, war immer dichter als der mit der positiven verbundene; das war nicht durch irgend einen Fehler in der Symmetrie der Röhren oder durch Verschiedenheit der Düsen verursacht, denn bei Umkehr der Pole kehrte auch die Nebeldichte an den Düsen um. Zwischen den Platinelektroden fand keine Bogenentladung statt, die Größe der Spule war gerade hinreichend, eine nicht leuchtende Spitzenentladung zu erzeugen.

Vergleich der Wirkung positiver u. negativer Ionen in Hinsicht d. Erzeugung wolkiger Kondensation

Später, im Jahre 1898, beobachtete ich[2]) Anzeichen einer ähnlichen Wirkung, wenn Wolken durch die Expansion erzeugt wurden, jedoch wurde die Erscheinung zum ersten Male systematisch von C. T. R. Wilson[3]) im Jahre 1899 untersucht. Wilson stellte fest, welcher Betrag der Expansion erforderlich ist, um positive und negative Ionen als Kerne der Kondensation für Wassertropfen wirkend zu machen; er benutzte verschiedene Methoden; die Anordnung des Apparates in einer derselben ist in Figur 38 gezeigt. Das Gefäß, in welchem die Wolken beobachtet wurden, war nahezu kugelförmig und etwa 5,8 cm im Durchmesser. Es war durch eine Messingwand von 1 mm Dicke in der äquatorialen Ebene in zwei gleiche Räume geteilt; das Gefäß wurde zerschnitten und die Ränder der beiden Hälften abgeschliffen, um sie leicht auf die Messingwand aufkitten zu können. Letztere war kreisförmig und hatte eine schmalere Messingfassung, die

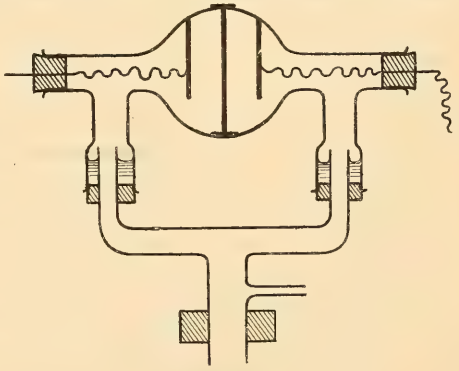


Fig. 38.

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. V, 36, p. 313, 1893.
2) J. J. Thomson, Phil. Mag. V, 46, p. 528, 1898.
3) C. T. R. Wilson, Phil. Trans. 193, p. 289, 1899.

so aufgelötet war, daß sie ringsherum bis auf eine oben angebrachte Lücke beide Hälften einfaßte. Die Hälften des Glasgefäßes wurden in diese Fassungen eingekittet, wobei ein Schlitz in der Lücke offen gelassen wurde, der etwa 4,5 cm lang und 2,5 mm breit auf jeder Seite der Wand war. Dieser Schlitz wurde mit einem dünnen Stück Aluminium bedeckt und dieses an der Außenfläche des Glases und auf den Rand der Messingwand aufgekittet. Eine dünne mit jeder der beiden Oberflächen der Zwischenwand in Berührung befindliche Luftschicht konnte demnach der Röntgenstrahlung von vertikal über der trennenden Wand her ausgesetzt werden. Jede Hälfte des Apparates enthielt eine zweite Messingplatte parallel mit der zentrischen Platte und 1,8 cm von ihr entfernt. Zwischen den Wänden dieser Platten und den Gefäßwänden war Platz für das Entweichen der Luft gelassen, wenn die Expansion eintrat. Um die Röntgenstrahlen parallel der Oberfläche der Trennungswand zu halten, wurde ein Bleischirm mit einem Schlitz von 4 mm Weite 2 cm über dem Aluminiumfenster des Glasgefäßes angebracht: dieser Schirm wurde so lange bewegt, bis bei gleichem Potential der Platten genau gleiche Nebelbildung auf beiden Seiten eintrat. Die Metallplatten wurden mit weißem Filtrierpapier bedeckt, um sich von etwaigen Ionen, die vom Metall ausgingen, frei zu machen. Es werde nun die mittlere Metallplatte geerdet, während die linker Hand auf einem niedrigen, die rechter Hand auf einem höheren Potential sich befindet, dann muß offenbar wegen der Beschränkung der Ionisation auf eine Schicht eng an der mittleren Platte die linke Hälfte des Gefäßes allein positive Ionen enthalten, die rechte aber negative. Wilson fand, daß bei einer Expansion von 1,28 ein dichter Nebel in der Hälfte entstand, die negative Ionen enthielt, dagegen nur wenige Tropfen in der Hälfte, die positive enthielt, und daß dieser Überschuß an Kondensation auf der negativen Hälfte so lange andauerte, bis die Expansion gleich 1,31 war; war dieser Wert erreicht, so war wenig oder kein Unterschied in der Nebelbildung auf beiden Hälften mehr zu sehen. Es wurde Sorge getragen, daß das Potential der mittleren Platte das der negativen um genau so viel überragte, wie es hinter dem der positiven Platte zurückblieb.

Der Unterschied zwischen den Wirkungen, die durch positive und negative Ionen hervorgerufen werden, ist aus der folgenden Tabelle ersichtlich. Die Fallzeit der Tropfen dient als Maß der Anzahl der Kerne, welche Kondensation hervorrufen. Wenn diese Zahl klein ist, so werden die Tropfen, die rings um die Ionen gebildet sind, groß sein und deshalb schnell zu Boden fallen, während im Fall, daß die Zahl der Kerne groß ist, sich dieselbe Menge Wasser auf alle verteilen muß, die Tropfengröße also klein sein muß, und die Fallgeschwindigkeit geringer wird.

Fallzeit des Nebels in Sekunden.

Expansion	Linke Seite	Rechte Seite	Verhältnis der Zeiten negativ/positiv	
1,28	positiv 5 negativ 15	negativ 16 positiv 3	3,2 5,0	4,1
1,30	negativ 15 positiv 5 negativ 10 positiv 2	positiv 2 negativ 15 positiv 2 negativ 10	7,5 3,0 5,0 5,0	5,1
1,31	positiv 7 negativ 14	negativ 12 positiv 7	1,7 2,0	1,8
1,32	negativ 8 positiv 8 negativ 14 positiv 12	positiv 5 negativ 10 positiv 8 negativ 17	1,6 1,2 1,7 1,4	1,5
1,33	negativ 12 positiv 12	positiv 10 negativ 13	1,2 1,1	1,15
1,35	negativ 10 positiv 10	positiv 10 negativ 10	1,0 1,0	1,0

Bei den Experimenten, über die diese Tabelle Rechenschaft gibt, wurde eine Potentialdifferenz gleich der von zwei Leclanché-Elementen zwischen den mittleren Platten und jeder der äußeren verwandt. Die Worte positiv und negativ in der Tabelle zeigen an, daß am Orte der betreffenden Beobachtung die positiven resp. negativen Ionen im Überschuß waren.

Der Unterschied in der Fallgeschwindigkeit.

Der Unterschied der Fallzeiten der Tropfen bei der gleichen Expansion ist Unregelmäßigkeiten in der Wirkung der Röhre, die Verwendung fand, um die Röntgenstrahlen zu erzeugen, zuzuschreiben. Die negativen Ionen beginnen als Kerne nebliger Kondensation zu wirken, wenn die Expansion etwa 1,25 beträgt, was etwa einer vierfachen Übersättigung entspricht, während wir aus der Tabelle ersehen, daß die positiven Ionen nicht eher zu wirken anfangen, bis die Expansion gleich 1,31 ist; das entspricht etwa einer sechsfachen Übersättigung. Wilson zeigte, daß alle negativen Ionen erfaßt werden, wenn die Expansion gleich 1,28 ist, daß aber die positiven Ionen nicht eher alle abgefangen werden, bis die Expansion 1,35 erreicht. Um zu zeigen, daß das nicht dem Umstande zuzuschreiben ist, daß die negativen Ionen etwa eine größere elektrische Ladung haben als die positiven, kann man ein Expansionsgefäß nehmen, wie es in Fig. 36 dargestellt ist, und das Gas durch Röntgenstrahlen ionisieren. Alsdann erzeugt man ad 1 Nebel durch eine Expansion von 1,28 (welcher

nur die negativen Ionen herunterbringt) und bestimmt die Zahl der Ionen aus der Fallzeit auf die Weise, die auf S. 124 beschrieben ist. Ad 2 erzeugt man bei der gleichen Strahlungsintensität eine Wolke bei einer Expansion von 1,35, die beide Ionen, positive und negative, herunterbringt, und berechnet wiederum die Zahl der Ionen; sie wird sich doppelt so groß wie im ersteren Falle ergeben, woraus folgt, daß die Zahl der positiven und negativen Ionen einander gleich ist. Da das Gas als Ganzes keine Ladung hat, so muß die gesamte Ladung an positiven Ionen gleich der an negativen sein, und da gerade so viele positive als negative Ionen vorhanden sind, so muß die positive Ionenladung gleich der negativen sein. Wir werden auf den Ursprung der größeren Wirksamkeit der negativen Ionen über die positiven zurückkommen, wenn wir die Theorie der Kondensationsbildung der Ionen entwickeln. Inzwischen wollen wir betonen, daß dieser Unterschied der Ionen von außerordentlich großer Tragweite für die Frage der atmosphärischen Elektrizität sein dürfte; denn, wenn die Ionen sich verschieden in ihrer Fähigkeit, Wasser um sich zu kondensieren, verhalten, dann können wir wohl Wolkenbildung um eine Ionenart und nicht um die andere erhalten. Die Ionen in der Wolke würden unter der Schwerkraft zu Boden sinken, und so hätten wir eine Trennung von positiven und negativen Ionen und die Erzeugung eines elektrischen Feldes, für dessen Erzeugung die Gravitation die Arbeit zu leisten hat.[1]) Eine Konsequenz dieses Verhaltens wäre eine positive Ladung der Luft, da ja mehr negative Ionen als positive durch die Wassertropfen zu Boden gebracht wurden. Wegen weiterer Betrachtungen über diesen Einfluß verweisen wir den Leser auf die Abhandlung von Elster und Geitel[2]) über die Ionentheorie der atmosphärischen Elektrizität.

Ionentheorie d. atmosphär. Elektr.

Einfluß der Oberflächenspannung u. Ladung auf das Verdampfen eines Wassertropfens.

82. *Theorie der Kondensationswirkung der Ionen.* Der Einfluß der Elektrisierung auf die Verdampfung von Wassertropfen wurde vom Verfasser in den „Applications of Dynamics to Physics and Chemistry“ auf p. 165 untersucht. Der Einfluß der Wirkung ist im allgemeinen aus elementaren Prinzipien leicht ersichtlich: denn wenn wir einen Wassertropfen vom Radius a haben, der eine elektrische Ladung e trägt, so ist seine potentielle Energie gleich $\frac{1}{2}e^2/Ka$, wo K die Dielektrizitätskonstante des umgebenden Dielektrikums bedeutet. Wenn nun der Tropfen verdampft, so bleibt die Elektrizität zurück, so daß e sich nicht ändert, während a sich verringert, demnach wächst die potentielle Energie, die aus der Elektrisierung des Tropfens herrührt, in dem Maße wie der Tropfen verdampft; also ist mehr Arbeit

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. V, 46, p. 528, 1898.
2) Elster u. Geitel, Phys. Zeitschr. I, p. 245, 1900.

erforderlich, um den Tropfen zum Verdampfen zu bringen, wenn er geladen ist, als wenn er ungeladen ist. So wird die Elektrisierung die Dampfspannung des Tropfens verringern, und der Tropfen wird schon im Gleichgewicht sein, wenn der Dampfdruck des Wasserdampfes um ihn herum noch nicht hinreichen würde, um die Verdampfung des ungeladenen Tropfens zu verhindern. Die Oberflächenspannung des Wassers wird, wie dies von Lord Kelvin gezeigt wurde, die entgegengesetzte Wirkung hervorrufen; denn die potentielle Energie, die aus der Oberflächenspannung herrührt, ist gleich $4\pi a^2 T$, wo T die Oberflächenspannung ist; demnach nimmt die Energie, die der Oberflächenspannung zukommt, mit fortschreitender Verdampfung des Tropfens ab, so daß die Arbeit, die erforderlich ist, um eine gegebene Menge Wasser zu verdampfen, geringer wird, wenn die Oberflächenspannung abnimmt, also mit anderen Worten, geringer als wenn die Oberfläche eben ist. Demnach wird ein gekrümmter Tropfen bereits unter Umständen verdampfen, bei denen ein ebener noch im Gleichgewicht ist.

In dem Buche „Applications of Dynamics to Physics and Chemistry" p. 165 ist gezeigt, daß, wenn δp die Änderung des Dampfdruckes ist, die durch die Elektrisierung und die Oberflächenspannung verursacht ist, diese nur ein geringer Bruchteil des ursprünglichen Dampfdruckes p ist,

Die Tropfengröße verändert sich nur sehr langsam mit der Menge vorhandenen Wasserdampfes.

$$\frac{\delta p}{p} = \frac{1}{R \cdot \theta}\left\{\frac{2T}{a} - \frac{e^2}{8\pi K \cdot a^4}\right\}\frac{1}{\sigma - \varrho};$$

σ ist die Dichte des Wassers, ϱ die des Wasserdampfes, θ die absolute Temperatur, R die Gaskonstante aus der Gleichung $p = R\theta\varrho$; es ist angenommen, daß diese Gleichung für den Wasserdampf erfüllt ist. Wenn die Änderung im Druck nicht ein geringer Bruchteil der Gleichgewichtsdampfspannung für unendlich große Tropfen ist, dann zeigt die bereits angeführte Untersuchung, daß die vorhergehende Gleichung durch die folgende ersetzt werden muß:

$$R \cdot \theta \log_e \frac{p}{P} + \frac{R \cdot \theta(\varrho' - \varrho)}{\sigma} = \left(\frac{2T}{a} - \frac{e^2}{8\pi K a^4}\right)\frac{1}{\sigma},$$

wo p und ϱ die Gleichgewichtsdampfspannung resp. die Dichte für einen Tropfen vom Radius a ist, P und ϱ' die entsprechenden Größen für einen Tropfen von unendlichem Radius. Da nun $\varrho' - \varrho$ klein ist im Vergleich mit σ, so wird die Gleichung angenähert:

$$R \cdot \theta \log_e \frac{p}{P} = \left(\frac{2T}{a} - \frac{e^2}{8\pi K a^4}\right)\frac{1}{\sigma}. \qquad (1)$$

Wir sehen aus dieser Gleichung, daß, wenn e Null ist, die Gleichgewichtsspannung p für einen Tropfen von endlicher Größe immer größer ist als P, so daß ein solcher Tropfen verdampfen würde, bis der Dampf, der ihn umgibt, übersättigt wäre; wenn jedoch der Tropfen

elektrisch geladen ist, so findet dies nicht länger statt, denn wir sehen aus Gleichung (1), daß in diesem Falle, wenn der Dampf gesättigt ist, wenn also der Dampfdruck P ist, der Tropfen wachsen wird, bis sein Radius a durch die Gleichung

$$\frac{2T}{a} - \frac{e^2}{8\pi K a^4} = 0$$

gegeben ist. Wenn demnach der Tropfen mit der Elektrizitätsmenge geladen wäre, die von einem Gasion getragen wird, also mit $3{,}4 \cdot 10^{-10}$ elektrostatischen Einheiten, und wenn die Oberflächenspannung des kleinen Tropfens den Wert 76 hat, der für eine dicke Wasserschicht gilt, so würde a gleich $1/3{,}2 \cdot 10^7$ sein, und demnach würde jedes Gasion von einem Tropfen Wasser von diesem Radius umgeben sein; wenn wir diesen Radius c nennen, so kann man Gleichung (1) schreiben:

$$R \cdot \theta \cdot c \log_e \frac{p}{P} = 2Tx(1 - x^3) \qquad (2)$$

wo $x = c/a$ ist. Diese Gleichung setzt uns in den Stand, die Größe eines Tropfens, die irgend einem Dampfdruck entspricht, zu finden.

Für Wasserdampf von 10^0 C ist $R\theta$ gleich $1{,}3 \cdot 10^9$. Wenn wir für c den Wert setzen, den wir vorhin gefunden haben, und $T = 76$ setzen, so wird Gleichung (2) angenähert

$$0{,}27 \log_e \frac{p}{P} = x(1 - x^3) \qquad (3)$$

Aus dieser Gleichung sehen wir, daß selbst in einem Raume, der sehr weit von der Übersättigung mit Wasserdampf entfernt ist, wenn also p nur ein Bruchteil von P ist, Tropfen sich bilden werden, und daß die Größe dieser Tropfen nur sehr langsam abnimmt, wenn die Menge Wasserdampf in der umgebenden Luft abnimmt; wenn wir demnach die Wasserdampfmenge in der Luft auf $1/e$, also auf den 1/2,7 Teil der Menge, verringern, die erforderlich ist, um das Gas zu sättigen, so sehen wir aus Gleichung (3), daß der Radius der sich um die Ionen herum bildenden Tropfen nur um ein Geringes weniger als 10/11 des Tropfenradius wäre, der in gesättigter Luft gebildet wird, und daß, um den Tropfen auf die Hälfte des Radius, welcher der Sättigung entspricht, zu reduzieren, wir die Luft so vollständig trocknen müßten, daß p/P nur noch $1/3 \cdot 10^{16}$ wäre. Wir haben gesehen, daß stets Ionen in der Luft vorhanden sind, deshalb werden immer kleine Wassertropfen vorhanden sein, wenn irgend welcher Wasserdampf in der Luft sich befindet; wenn, wie man vermutet hat, diese Tropfen eine Rolle in gewissen Fällen chemischer Verbindung spielen, so wird das eben gegebene Zahlenbeispiel zeigen, wie schwierig es ist, das Gas trocken genug zu bekommen, um eine substantielle Reduktion des Volumens dieser geladenen Tropfen zu erreichen.

83. *Übersättigung, die notwendig ist, um einen geladenen Tropfen zu einer beträchtlichen Größe anwachsen zu lassen.* Wenn der Tropfenradius von c bis zu unendlicher Größe wächst, so vermindert sich x von Eins auf Null. Nun verschwindet die rechte Seite der Gleichung (2) für jeden dieser Grenzwerte, aber zwischen ihnen erreicht sie einen Maximalwert, der dann eintritt, wenn $4x^3 = 1$ oder $x = \frac{1}{1{,}58}$ ist, wenn also $x(1 - x^3)$ den Wert 0,471 erreicht; wir sehen demnach aus Gleichung (3), daß $\log_e p/P$ den Wert 1,7 nahezu erreichen muß, damit der Tropfen zu einer beträchtlichen Größe anwächst. Demnach muß, damit die Tropfen anwachsen, p/P etwa 3,5 sein; dies ist nach der Theorie, die wir entwickelt haben, der Betrag der Übersättigung, der erforderlich ist, damit sich um die Ionen herum große Tropfen bilden. Aus Wilsons Experimenten haben wir gesehen, daß tatsächlich eine vierfache Übersättigung erforderlich ist; da aber in der Theorie der übersättigte Wasserdampf als dem Boyleschen Gesetz gehorchend angenommen wurde und für die Oberflächenspannung vorausgesetzt wurde, daß sie den Wert habe, den sie auch für dicke Schichten hat, wo doch von beiden Annahmen wahrscheinlich keine vollständig erfüllt ist, so ist die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment so weitgehend, wie überhaupt erwartet werden kann.

Vergleich der Theorie mit dem experimentellen Ergebnis.

84. Wilson zeigte, daß selbst, wenn keine äußere Ionisation stattfindet, ein dichter, aus ungeladenen Kernen bestehender Nebel durch eine achtfache Übersättigung erzeugt wird; wir können mit Hilfe der Gleichung (1) die Radien dieser Kerne bestimmen, wenn wir annehmen, daß sie kugelförmig sind; setzen wir in dieser Gleichung $e = 0$, $T = 76$, $R\theta = 1{,}3 \cdot 10^9$ und $p/P = 8$, so finden wir, daß a, der Radius des Kernes, der diese Art Kondensation erzeugt, gleich $1/1{,}9 \cdot 10^7$ ist. Dieser Kern ist demnach beträchtlich größer als der Tropfen, der sich um ein Ion ansammelt, da wir den Radius des letzteren gleich $1/3{,}1 \cdot 10^7$ finden. Was die Natur des Kernes anbetrifft, der die Wolke verursacht, die einer achtfachen Übersättigung entspricht, so hat Wilson gezeigt, daß der Übersättigungsgrad, der erforderlich ist, um die Wolke hervorzurufen, für Luft, Wasserstoff, Sauerstoff und Kohlensäure der gleiche ist; die Größe des Kernes ist demnach für alle diese Gase die gleiche. Deshalb ist es sehr unwahrscheinlich, daß die Kerne aus Aggregaten von Molekülen des Gases bestehen, viel wahrscheinlicher scheint, daß sie kleine Wassertropfen sind, welche fortgesetzt von dem übersättigten Dampfe erzeugt werden und dann verdampfen, aber hinreichend lange bestehen, um imstande zu sein, während der plötzlichen Expansion ergriffen zu werden und als Kerne zu wirken, um welche sich die Tropfen in der Wolke kondensieren. Diese kleinen Wassertropfen sind jedoch nicht alle von gleicher

Kondensationsbildung bei der Expansion ohne geladenen Kern.

Größe, denn nach Überschreiten der Expansion 1,38 wächst die Dichte der Wolke sehr schnell an mit der Expansion, wodurch gezeigt ist, daß viel mehr Kerne wirksam werden, wenn die Expansion wächst. Dieses Verhalten der Wolke zeigt an, daß kleine Wassertropfen von verschiedener Größe vorhanden sind, von denen die kleinen zahlreicher als die großen sind, und daß eine ziemlich scharfe Grenze für die Größe der Tropfen existiert, bei der die Zahl der Tropfen, deren Größe diese Grenzen überschreitet, zu klein ist, um eine beträchtliche Wolkenbildung zu erzeugen. Eine solche Anhäufung von Tropfen verschiedener Größe ist zu erwarten, wenn man die kleinen Tropfen als von einem Zusammenwachsen von Wasserdampfmolekülen herrührend ansieht und die größeren Tropfen von einem Zusammenwachsen von kleineren.

Über die Möglichkeit des Gleichgewichts von ungeladenen Tropfen und Wasserdampf.

85. Die Tatsache, daß die Tropfen verschiedene Größe haben, zeigt an, daß sie nicht im Stadium des Gleichgewichts in Hinsicht auf Verdampfung und Kondensation sind, und daß sie wahrscheinlich nur sehr intermediär bestehen. Es muß jedoch darauf hingewiesen werden, daß mit Rücksicht auf die Beziehung zwischen Oberflächenspannung und Dicke der Wasserschicht, zu welcher Reinold und Rücker durch ihre Experimente an sehr dünnen Schichten geführt wurden, Tropfen reinen Wassers von begrenztem Radius im Gleichgewicht mit gesättigtem Wasserdampf sein können, selbst wenn sie nicht geladen sind. Denn nach diesen Physikern wird die Beziehung zwischen Oberflächenspannung und Dicke einer Schicht durch eine Kurve vom Charakter der Figur 39 dargestellt, wo die Ordinaten

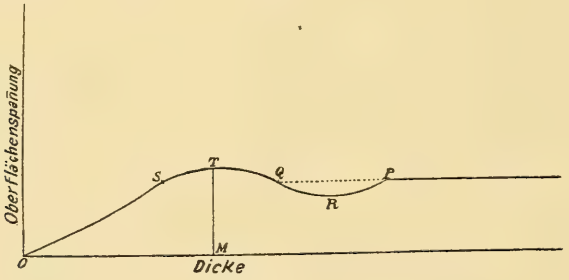


Fig. 39.

die Oberflächenspannung, die Abszissen die Dicke der Schicht darstellen: die Kurve zeigt Maxima- und Minima-Werte für die Oberflächenspannung.

Nehmen wir nun den Fall, daß der Durchmesser des Tropfens um ein wenig größer als OM ist, dann vermindert sich die Oberflächenspannung mit wachsendem Radius des Tropfens; die potentielle Energie, die durch die Oberflächenspannung verursacht ist, ist pro-

portional dem Produkt aus Oberflächenspannung T und Oberflächenquerschnitt $4\pi a^3$; wenn wir demnach einen Punkt zwischen Q und T finden können, wo

$$\delta(T \cdot 4\pi \cdot a^2) = 0$$

oder

$$\frac{dT}{da} = -\frac{2T}{a}$$

ist, so wird eine kleine Änderung in der Tropfengröße nicht von einer Änderung der aus der Oberflächenspannung kommenden potentiellen Energie begleitet sein. Demnach würde die Oberflächenspannung nicht die Gleichgewichtsbedingung zwischen Flüssigkeit und Wasserdampf beeinflussen, so daß, wenn das Volumen gesättigt und im Gleichgewicht wäre, der Tropfen auch im Gleichgewicht sein würde.

Möglicher Grund des Einflusses des Ladungsvorzeichens auf die Kernbildung.

86. Wir haben gesehen, daß Wasserdampf sich leichter an einem negativen als an einem positiven Ion kondensiert, während die Geschwindigkeit eines negativen Ions in einem gegebenen elektrischen Felde größer als die des positiven Ions ist: das zweite Resultat scheint anzudeuten, daß die Größe des Systemes, welches das negative Ion und was immer an ihm daranhängt bildet, kleiner ist als das System, das das positive bildet, während dagegen das erste Resultat vermuten lassen könnte, daß es größer ist. Wir müssen jedoch daran erinnern, daß die Geschwindigkeit eines Ions in einem elektrischen Felde die mittlere Geschwindigkeit ist, die das Ion während seiner Lebensdauer besitzt. Nun haben wir gesehen, daß das negative Ion, wenn es zuerst in Freiheit gesetzt wurde, aus einem Elektron bestand, und daß seine Masse außerordentlich klein war im Vergleich mit der des positiven Ions; demnach wird zunächst die Geschwindigkeit des negativen Ions größer sein als die des positiven; infolgedessen ist das negative Ion mehr geeignet als das positive, sich selbst an Fremdkörper in seiner Nachbarschaft, sagen wir an jene kleinen Wassertropfen, welche eine Expansion, die größer als 1,38 ist, zum Vorschein bringt, zu attachieren; wenn demnach auch das negative Ion im Anfang kleiner als das positive ist, so dürfte es doch, bevor es sich mit einem positiven Ion rekombiniert, um ein Neutralsystem zu bilden, zum Zentrum eines Aggregates geworden sein, das größer als dasjenige ist, welches das positive Ion umgibt. Die Wirksamkeit eines Ions als Kernbildner für Kondensation hängt vom *Maximum* der Größe des Aggregates ab, während die Geschwindigkeit im elektrischen Felde von der mittleren Größe abhängt; die mittlere Größe eines negativen Ions kann sehr wohl geringer sein als die eines positiven Ions, da ja das negative anfänglich so viel kleiner ist, und doch kann die größere Beweglichkeit des negativen Ions dahinwirken, es zum Zentrum eines schließlich größeren Systems zu machen als das positive.

Achtes Kapitel.

Ionisation durch glühende Körper.

Historisches.

87. Wir wollen jetzt mit dem Studium einiger spezieller Fälle der Ionisation fortfahren und mit dem an glühenden Metallen beginnen. Daß die Luft in der Nachbarschaft eines rotglühenden Metalles zum Leiter der Elektrizität wird, ist schon vor nahezu zwei Jahrhunderten bekannt geworden; die ersten Beobachtungen scheinen von Du Fay[1]) im Jahre 1725, von Du Tour[2]) im Jahre 1745, von Watson[3]) im Jahre 1746, von Priestley[4]) im Jahre 1767 und von Cavallo[5]) im Jahre 1785 gemacht zu sein. Becquerel[6]) zeigte im Jahre 1853, daß Luft in der Nähe weißglühender Körper die Elektrizität hindurchließ, selbst wenn die Potentialdifferenz nur ein paar Volt betrug. Blondlot[7]) bestätigte und erweiterte diese Resultate und bewies, daß Luft in der Nähe von rotglühenden Körpern nicht imstande war, eine Potentialdifferenz von 1/1000 Volt zu isolieren; er zeigte ferner, daß die Leitung durch das heiße Gas nicht dem Ohmschen Gesetze folgte. Neuere Untersuchungen haben so viel Licht auf die Ursachen geworfen, die bei der Ionisation der Gase, die in Kontakt mit glühenden Körpern sind, mitspielen, daß es unnötig ist, auf diese früheren Untersuchungen detaillierter einzugehen. Guthrie[8]) scheint der erste gewesen zu sein, der auf eine außerordentlich charakteristische Eigenschaft der Ionisation durch glühende Metalle hinwies, nämlich auf das Fehlen der Symmetrie im Verhalten positiver und negativer Elektrisierung. Er zeigte, daß eine rotglühende Eisenkugel in Luft eine negative Ladung behalten konnte, aber nicht eine positive, während eine weißglühende Kugel weder eine Ladung von positiver noch negativer Elektrizität festhielt.

---

1) Du Fay, Mém. de l'Acad. 1733.
2) Du Tour, Mém. de Math. et de Physique, 11, p. 246, 1755.
3) Watson, Phil. Trans. abridged, vol. X, p. 296.
4) Priestley, History of Electricity, p. 579.
5) Cavallo, Treatise on Electricity, vol. I, p. 324.
6) Becquerel, Annales de Chimie et de Physique III, 39, p. 355, 1853.
7) Blondlot, Comptes Rendus 92, p. 870, 1881; 104, p. 283, 1887.
8) Guthrie, Phil. Mag. IV, 46, p. 257, 1873.

88. Die Ionisation, die von glühenden Metallen hervorgerufen wird, wurde systematisch sehr detailliert von Elster und Geitel[1]) untersucht, welche zu diesem Zwecke einen Apparat benutzten, wie er in Figur 40 dargestellt ist. Elektrizitätsabgabe von glühendem Platin bei Atmosphärendruck.

Er besteht aus einem Glasgefäß, das eine isolierte Metallplatte A enthält, welche mit einem Paar Quadranten des Elektrometers in Verbindung steht. Dicht unter dieser Platte ist ein feiner metallischer Draht angebracht, der durch einen elektrischen Strom von C und D aus erhitzt werden konnte; um irgend welche störenden Einflüsse von Stromschwankungen auf das elektrische Potential des Drahtes zu vermeiden, war der Mittelpunkt des Drahtes an Erde gelegt. Wir wollen zunächst den Fall annehmen, daß das Gas in dem Gefäß Luft oder Sauerstoff von atmosphärischem Druck ist, dann empfängt, sobald der heiße Draht anfängt sichtbar zu glühen, die Metallplatte eine positive Ladung; diese Ladung wächst, bis das Potential der Platte einen Wert erreicht, der sehr stark mit den Dimensionen des Apparates variiert: bei den Experimenten von Elster und Geitel wurde er von der Ordnung von ein paar Volt gefunden. Dieses Potential wächst mit der Temperatur des Drahtes, bis der Draht gelbglühend wird; ist dieses Stadium erreicht, so ist das Potential der Platte ein Maximum. Geht man über dieses Stadium hinaus, so nimmt das Potential ab, wenn der Draht heißer und heißer wird bis zur glänzenden Weißglut, wo dann die Ladung, welche die Platte erhält, sehr klein ist.

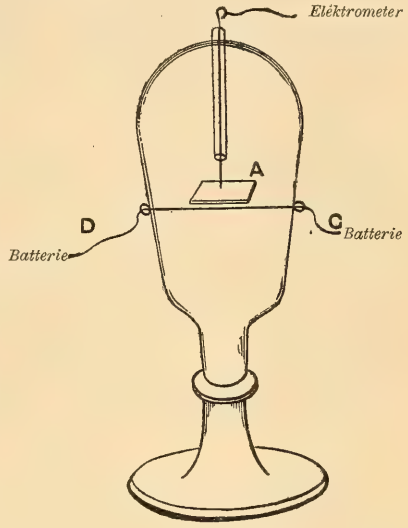


Fig. 40.

Die Elektrisierung der Platte wird sehr stark durch den Druck des Gases beeinflußt. Wenn man von Atmosphärendruck ausgeht und allmählich das Gefäß auspumpt, so findet man, daß zunächst die Änderung des Druckes keinen großen Einfluß auf das Potential der Platte A ausübt; nähern wir uns aber sehr niederem Drucke, etwa dem von Crookesschen Röhren, so beginnt das Potential der Einfluß des Druckes und d. Einführens neuer Gase in den Behälter.

1) Elster und Geitel, Wied. Ann. 16, p. 193, 1882; 19, p. 588, 1883; 22, p. 123, 1884; 26, p. 1, 1885; 31, p. 109, 1887; 32, p. 315, 1889; Wiener Ber. 97, p. 1175, 1889.

Platte sich zu verringern, bis es bei einem sehr niedrigen Druck das Vorzeichen wechselt und schließlich bei noch weitergehender Evakuierung einen sehr großen negativen Wert erreicht. Der Druck, bei welchem die Ladung der Platte ihr Vorzeichen ändert, hängt von der Temperatur des Drahtes ab: je höher die Temperatur, um so höher ist der Druck, bei welchem die Umkehr der Elektrisierung eintritt. Ferner begünstigt lang andauerndes Glühen des Drahtes die negative Elektrisierung der Platte; der physikalische Zustand des Platindrahtes wird durch lang andauerndes Erhitzen verändert und der Draht wird brüchig. Das folgende Experiment, das wir Elster und Geitel[1]) verdanken, scheint anzuzeigen, daß die Gase, die im Platindraht absorbiert sind, und die allmählich, aber auch nur sehr allmählich durch lang andauerndes Erhitzen herausgetrieben werden, einen wesentlichen Anteil an dem elektrischen Phänomen haben, das mit dem Glühen des Metalles verbunden ist. Sie fanden, daß, wenn der Platindraht in einem ziemlich guten Vakuum lange genug glühend gehalten wurde, um der Metallplatte eine negative Ladung zu erteilen, die Einführung einer sehr geringen Menge neuen Gases das Vorzeichen der Elektrisierung der Metallplatte umkehrte, und daß der Druck weit unter den ursprünglichen Wert reduziert werden mußte, um die negative Elektrisierung wieder zu erhalten.

Staub von erhitztem Platin.

89. Diese Erscheinungen sind auch kompliziert durch den Staub und Dampf, der von glühendem Platin abgegeben wird, und der einen Niederschlag an den Wänden des Gefäßes bildet. Dieser Staub kann sehr leicht mit Hilfe des Studiums der Wolken, die nach der Methode im Kapitel VII sich bilden lassen, nachgewiesen werden. Wenn ein dünner Platindraht in den Expansionsapparat eingeschmolzen und die Luft nach einer der gewöhnlichen Methoden staubfrei gemacht wird, so daß keine Wolken bei einer Expansion, die kleiner als 1,25 ist, sich bilden, so werden bei verhältnismäßig kleinen Expansionen dichte Wolken auftreten, nachdem ein Strom durch den Draht geschickt wurde, der stark genug ist, um den Draht zu erhitzen[2]); in der Tat ist es nicht notwendig, den Draht so heiß zu machen, daß er leuchtet, ein Anstieg seiner Temperatur auf 200 oder 300° C ist hinreichend, um die Wolkenbildung hervorzurufen.

Abhängigkeit der Elektrizitätsabgabe von äußeren Umständen.

Das Vorzeichen der Elektrisierung, die von glühenden Substanzen hervorgebracht wird, hängt von den Substanzen und von dem Gase, das sie umgibt, ab; so zeigten Elster und Geitel[3]), daß die Platte über dem glühenden Draht in Wasserstoff negativ elektrisch wurde,

1) Elster und Geitel, Wiener Ber. 97, p. 1175, 1889.
2) R. v. Helmholtz, Wied. Ann. 27, p. 1, 1887. Nature 31, p. 267, 1884.
3) Elster und Geitel, Wied. Ann. 31, p. 109, 1887.

selbst in Wasserstoff von atmosphärem Druck. Diese Elektrisierung nahm fortgesetzt mit der Temperatur zu. Um die negative Elektrisierung jedoch zu erhalten, mußte der Draht wenigstens auf heller Gelbglut sein; bei niederen Temperaturen ist die Elektrisierung positiv; ein reiner Kupferdraht ergibt dagegen im Wasserstoff positive Elektrisierung, außer bei sehr niedrigem Druck.

Elster und Geitel zeigten, daß das Vorzeichen der Elektrisierung im Wasserdampf und in den Dämpfen von Schwefel und Phosphor gleich dem der Luft ist; in Quecksilberdampf konnten sie keine Elektrisierung auffinden.

Glühender Kohlenfaden, Oxyde usw.

90. Der Einfluß der Art der glühenden Substanz läßt sich durch die Tatsache zeigen, daß bei einem glühenden Kohlefaden die Elektrisierung der Metallplatte stets negativ ist. Auch ist dieser Einfluß durch einige Experimente von Branly[1]) sehr deutlich gezeigt worden. Branlys Methode war die folgende: er hing einen geladenen isolierten Leiter in der Nachbarschaft eines glühenden Körpers auf und fand, daß, wenn der letztere ein Stück rotglühendes Platin war, der isolierte Leiter negative, aber nicht positive Ladung verlor; wenn das Platin aber weißglühend war, so wurde der Leiter entladen, ob er nun positiv oder negativ elektrisiert war. Wenn der glühende Körper ein Oxyd und kein reines Metall war, so ergab sich, daß jedwedes oxydierte Metall, das Branly untersuchte, ob es Blei, Aluminium oder Wismut war, den positiv elektrisierten Körper aber nicht den negativ elektrisierten entlud, was genau entgegengesetzt dem Effekt ist, welcher durch reines Metall bei Rotglut erzeugt wird.

Ionen vom heißen Platin (die Geschwindigkeit ist um so kleiner, je heißer der Draht ist).

91. McClelland[2]) saugte das Gas aus der Nachbarschaft des glühenden Drahtes ab und untersuchte dann seine Eigenschaften. Er fand, daß, sobald der Draht ins Glühen kam, das Gas einen negativen Körper, aber nicht einen positiven entlud; wenn die Temperatur des elektrisierten Körpers auf 400° C erhöht wurde, so fing das Gas an, positiv elektrisierte Körper zu entladen, aber nicht so rasch, wie es negative entlud; wenn der Draht auf helle Gelbglut gebracht wurde, so entlud das Gas beide, positive und negative Elektrizität, gleich leicht. McClelland untersuchte die Gesetze des Elektrizitätsdurchgangs durch das Gas, welches in Kontakt mit dem glühenden Körper gewesen war; er fand, daß es alle charakteristischen Eigenschaften der Leitfähigkeit eines Gases zeigte, das Ionen enthält, so z. B. die Beziehung zwischen Strom und elektrischer Kraft, die durch eine Kurve von der Art der Figur 5 dargestellt ist, in der der Strom bald

1) Branly, Comptes Rendus 114, p. 1531, 1892.
2) McClelland, Proc. Camb. Phil. Soc. 10, p. 241, 1900.

seine Sättigung erreicht. McClelland bestimmte auch die Geschwindigkeit der Ionen im elektrischen Felde, wenn die Ionen von glühendem Metall erzeugt wurden. Er fand, daß ihre Geschwindigkeit klein war im Vergleich mit der von Ionen, die von Röntgenstrahlen erzeugt worden waren, und daß, je heißer der Draht war, um so kleiner die Geschwindigkeit der Ionen war.

Strom im Vakuum.

92. Die Übersicht, die wir bisher über die Wirkungen, die in der Nachbarschaft von glühenden Körpern beobachtet wurden, gegeben haben, zeigt, daß die Elektrisierung, die auf diese Weise hervorgerufen wird, ein sehr kompliziertes Phänomen ist und abhängt

1. von der Temperatur des Drahtes,
2. vom Druck des Gases um den Draht herum,
3. von der Natur des Gases,
4. von der Natur des glühenden Drahtes.

Wir werden die Untersuchung der Ursachen der Elektrisierung vereinfachen, wenn wir einen Fall studieren, in welchem möglichst viele dieser Erscheinungen eliminiert sind. Nun ist 2. und 3. eliminiert, wenn wir in möglichst hohem Vakuum arbeiten; in diesem Falle sind die Erscheinungen außerordentlich vereinfacht und haben Beziehungen von bedeutendem Interesse erbracht. Zu der Untersuchung läßt sich ein Apparat, wie er in Figur 41 gezeichnet ist,

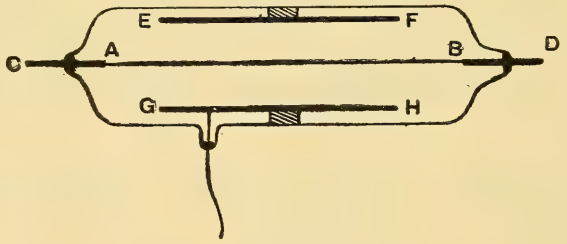


Fig. 41.

benutzen. Er besteht aus einem geraden Stück dünnen Drahtes AB, das auf irgend eine gewünschte Temperatur durch den elektrischen Strom gebracht werden kann, der Strom wird durch die Zuführungsstücke CA, DB zugeführt. Um diesen Draht herum, und von ihm isoliert, ist ein metallischer Zylinder, der im Querschnitt in EF und GH wiedergegeben ist, angebracht, dieser Zylinder soll länger sein als der Draht und koaxial mit ihm. Dieses System wird in einem Glasgefäß eingeschlossen, das mit einer Luftpumpe verbunden ist, und der Druck wird so weit wie möglich reduziert, sagen wir auf 0,001 mm Quecksilber. Es ist wünschenswert, den Draht während möglichst langer Zeit rotglühend zu erhalten (ich fand eine Woche nicht zu lange), um die Gase, die im Drahte absorbiert sind, herauszutreiben; bis dies

wirklich erreicht ist, ist das Verhalten des Drahtes sehr unregelmäßig. Das Gefäß muß aber von Zeit zu Zeit, während der Draht erhitzt ist, wieder von neuem ausgepumpt werden, um es von den Gasen, die aus dem Drahte herauskommen, zu befreien; auch wird es notwendig sein, das Gefäß zeitweilig von neuem auszupumpen, selbst wenn die Gase aus dem Drahte ausgetrieben sind, da die Wärme, die vom Drahte herrührt, Gase von den Wänden des Glasgefäßes und dem Metallzylinder frei macht. Alsdann wird der Draht an einen Pol der Batterie und der Zylinder an den anderen gelegt und in den Kreis ein empfindliches Galvanometer geschaltet. Wenn nun der Draht auf Rotglut gebracht, und mit dem negativen Pole der Batterie verbunden wird, so wird ein beträchtlicher Strom durch das Galvanometer fließen; wenn jedoch die Pole vertauscht werden, so daß der heiße Draht mit dem positiven Pole der Batterie verbunden ist, so ist der Strom, der hindurchgeht, zu klein, um durch das Galvanometer nachgewiesen werden zu können. Demnach kann ein Strom durch das ausgepumpte Gefäß hindurchgehen, wenn die negative Elektrizität vom heißen Drahte zum kalten Zylinder geht, aber es kann kein merklicher Strom hindurchgehen, wenn die positive Elektrizität vom Drahte zum Zylinder gehen muß; das System kann somit einen Strom nur in einer Richtung hindurchgehen lassen. Der Strom gehorcht nicht dem Ohmschen Gesetz, zunächst wächst er mit der elektromotorischen Kraft, aber bald erreicht er einen Sättigungswert, über den er nicht hinauswächst, selbst wenn die elektromotorische Kraft gesteigert wird, vorausgesetzt, daß der Anstieg nicht genügend groß ist, um das Feld selbst in den Stand zu setzen, das Gas zu ionisieren. Bei einigen Experimenten, die vom Verfasser angestellt wurden, waren 10 Volt hinreichend, um Sättigungsstrom zu erzeugen.

92a. H. A. Wilson hat kürzlich gezeigt, daß die Anwesenheit selbst von sehr kleinen Mengen Wasserstoff den negativen Elektrizitätsverlust von einem glühenden Platindraht außerordentlich steigert. Der Teil des Elektrizitätsverlustes, der vom Wasserstoff abhängt, nimmt weniger schnell mit der Temperatur zu, als der Teil, der unabhängig vom Wasserstoff ist, so daß bei sehr niederen Temperaturen der letztere der wichtigere ist.

Abhängigkeit d. Stromstärke von der Temperatur eines Platindrahtes im Vakuum.

93. Der Sättigungsstrom wächst sehr schnell mit der Temperatur. Dies ist deutlich erkennbar aus der Kurve in Figur 42, welche das Ergebnis von Experimenten ist, die von O. W. Richardson[1]) im Cavendish Laboratorium über den Sättigungsstrom zwischen heißem Platindraht und einem Metallzylinder, der ihn umgibt, in einem hohen Vakuum angestellt wurden.

1) O. W. Richardson, Proc. Camb. Phil. Soc. 11, p. 286, 1902.

Die Temperaturen wurden durch die Messung des Widerstandes des Drahtes erhalten. Richardson fand, daß die Beziehung zwischen Sättigungsstrom I und absoluter Temperatur θ ausgedrückt werden konnte durch eine Gleichung der Form:

$$I = a\,\theta^{\frac{1}{2}}\varepsilon^{-\frac{b}{\theta}};$$

für die Kurve in Fig. 42 ist

$$a = 1{,}51 \cdot 10^{26}, \quad b = 4{,}93 \cdot 10^{4}.$$

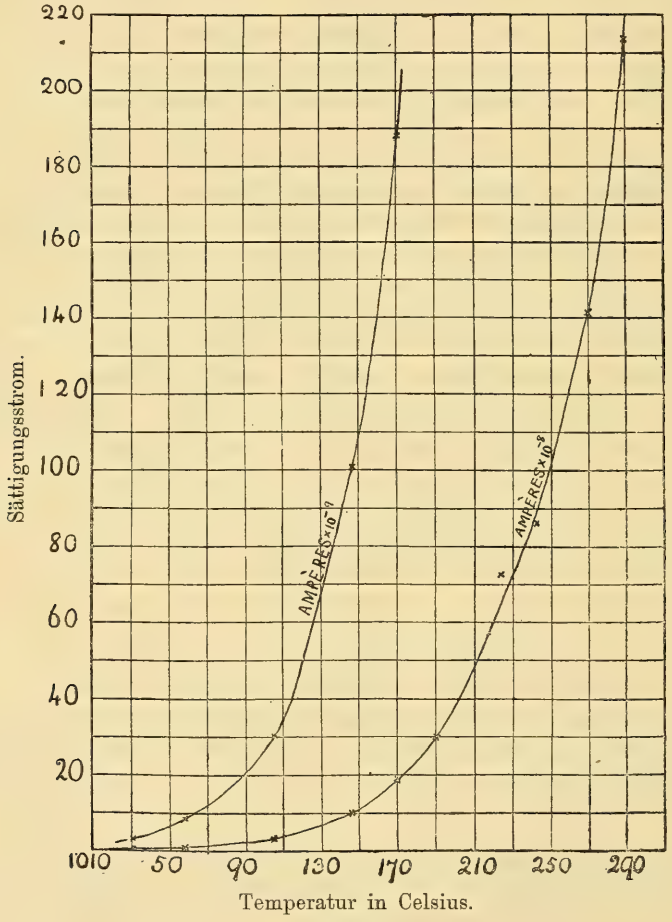


Fig. 42.

Im Falle des hier untersuchten Drahtes stieg der Strom bis auf etwa $4 \cdot 10^{-4}$ Ampère bei der Temperatur von 1500° C, was einer Emission von negativer Elektrizität, von dem heißen Draht aus, von

etwa einem Milliampère pro Quadratzentimeter Oberfläche gleichkommt. Wenn die gleiche Formel bis zum Schmelzpunkte des Platins geltend bleibt, den wir bei 2000° C annehmen wollen, so würde die Emission von negativer Elektrizität von dem glühenden Drahte aus etwa 1/10 Ampère pro Quadratzentimeter betragen.

Für einen Kohlefaden.

Die negative Elektrizität, die von glühender Kohle abgegeben wird, übersteigt in einigen Fällen außerordentlich die Abgabe von glühendem Platin. Das ist zweifellos hauptsächlich dem Umstande zuzuschreiben, daß die Kohle auf eine viel höhere Temperatur als das Platin gebracht werden kann. Richardson erhielt für einen Kohlefaden, in einem guten Vakuum, Strom von der Ordnung von einem Ampère pro Quadratzentimeter Querschnitt.

Der Edisoneffekt.

94. Die negative Elektrizität, die von glühender Kohle entweicht, wenn diese in einem hohen Vakuum sich befindet, ist die Ursache eines Effektes, der in elektrischen Glühlampen als Edisoneffekt bekannt ist, und der von Preece[1]) und sehr eingehend von Fleming[2]) studiert worden ist. Der Edisoneffekt besteht in folgendem: Angenommen, ABC stelle den Kohlenfaden einer Glühlampe dar und es werde eine isolierte Metallplatte zwischen den Fäden angebracht; wenn dann das positive Ende A des Fadens mit einem Draht D verbunden ist, der von der Metallplatte ausgeht, und ein Galvanometer zwischen A und D eingeschaltet ist, so fließt ein beträchtlicher Strom, der bei einigen Experimenten von Fleming bis zu 3 und 4 Milliampère betrug, durch das Galvanometer; die Richtung des Stromes geht von A nach D durch das Galvanometer. Wenn jedoch die Metallplatte mit dem negativen Pole der Lampe verbunden ist und ein Galvanometer in den Kreis eingeschaltet wird, so ist der Strom außerordentlich gering im Vergleich mit dem, der in dem vorhergehenden Fall beobachtet wurde. Wir sehen, daß diese Erscheinung zu erwarten ist, wenn eine beträchtliche Entladung negativer Elektrizität vom negativen Schenkel des Kohlenfadens und keine Entladung oder vielmehr eine viel geringere vom positiven Teile ausgeht; denn dann wird das Potential der Metallplatte nur wenig verschieden von dem des negativen Schenkels der Kohlenschleife sein, während die Potentialdifferenz zwischen dem positiven Schenkel und der Platte nahezu die

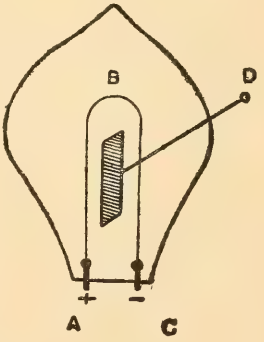


Fig. 43.

1) Preece, Proc. Roy. Soc. 38, p. 219, 1885.
2) Fleming, Proc. Roy. Soc 47, p. 118, 1890; Phil. Mag. 42, p. 52, 1896.

sein würden, die zwischen den Polen der Lampe herrscht, und die Folge wird sein, daß der Strom bei Verbindung des positiven Poles mit der Metallplatte viel größer ausfallen wird, als bei Verbindung des negativen Poles mit der Platte.

Unipolarität des Effektes.

Fleming zeigte, daß, wenn der negative Schenkel des Kohlenfadens von einem Zylinder umgeben wurde, der entweder aus Metall oder aus einer isolierenden Substanz hergestellt wurde, der Edisoneffekt fast vollständig verschwand. Ferner fand Fleming, wie Elster und Geitel schon vorher auf eine etwas andere Methode gezeigt hatten, daß ein elektrischer Strom zwischen einem glühenden Kohlenfaden und einer kalten Elektrode fließen kann, wenn die Richtung des Stromes die war, daß die negative Elektrizität vom heißen Faden zur kalten Platte fließen konnte, und daß ein Strom nicht floß, wenn die Richtung die entgegengesetzte war. Elster und Geitel zeigten, daß eine Platte, die in die Nähe eines glühenden Fadens gebracht wurde, selbst in sehr hohem Vakuum eine Ladung negativer Elektrizität erhielt. Das Verhalten des heißen Fadens zeigt, daß dieser, wie der glühende Platindraht, negative Elektrizität von sich gibt. Daß diese Emission von dem Kohlenfaden viel größer ist als die vom Platindraht — daß letztere auch groß ist, haben wir ja schon gesehen — kann dadurch gezeigt werden, daß (Fleming loc. cit.) der Edisoneffekt mit einem glühenden Platindraht an Stelle eines Kohlenfadens beobachtet werden kann, daß aber der Effekt beim Platin außerordentlich klein ist im Vergleich mit dem der Kohle und nur merklich ist, wenn der Platindraht so heiß ist, daß er sich am Schmelzpunkt befindet.

Träger der Elektrizität im Edisoneffekt.

95. Es kann hiernach keinem Zweifel unterliegen, daß vom glühenden Metall und von glühender Kohle eine sehr heftige negative Elektrizitätsentladung stattfindet. Es ergibt sich die Frage, wer sind die Träger dieser Ladung? Die Antwort auf diese Frage scheint auf den ersten Blick schwierig, indem sowohl für den Kohlenfaden wie für den veränderlichen Platindraht die Erscheinung einer gewissen Flüchtigkeit der Substanz zuzukommen scheint, etwa einer Abgabe von Staub, wenn nicht etwa von Dampf bei hoher Temperatur. Dies läßt sich durch den gewöhnlichen Niederschlag von Kohle auf dem Glas in Glühlampen zeigen, oder vom Platin oder Platinoxyd an den Wänden des Vakuumgefäßes, in dem ein Platindraht während einer längeren Zeit ins Glühen gebracht wurde. Es scheint deshalb natürlich, die Träger der negativen Elektrizität als Moleküle oder Atome der Kohle oder des Platindampfes anzusehen. Wir werden jedoch zweifelhaft an der Richtigkeit dieser Anschauung, wenn wir die enormen Mengen negativer Elektrizität betrachten, welche von einem kleinen Stück sehr dünnen Drahtes entladen werden können; Mengen, die nicht im Einklang stehen mit dem Gesetze der Elektro-

lyse, welches besagt, daß eine Substanzmenge $E \cdot \varepsilon$ erforderlich ist, um eine Elektrizitätsmenge E zu tragen, wo ε das elektrochemische Äquivalent der Substanz ist.

Es sind Elektronen.

Wir können jedoch mit Hilfe der Methode des Art. 51 das Verhältnis von Ladung e zur Masse m der Träger der Elektrizität, die von einem glühenden Drahte ausgehen, bestimmen. Das Resultat dieser Bestimmung, über die in Art. 51 berichtet ist, ist entscheidend, denn sie zeigt, daß der Wert von e/m für diese Träger der gleiche ist, wie wir ihn für die Träger der negativen Elektrizität in den Kathodenstrahlen und bei der Entladung der negativen Elektrizität von Metallplatten, die in einem guten Vakuum sich befinden und mit ultraviolettem Licht bestrahlt waren, erhalten hatten. Demnach wird die negative Elektrizität von dem heißen Drahte durch die gleichen Träger, wie wir sie in den Kathodenstrahlen als Elektroden kennen gelernt haben, getragen. Also von jenen kleinen, negativen, elektrischen Körpern, die in allen Fällen, die bisher noch untersucht worden sind, als die Träger negativer Elektrizität in hohem Vakuum auftreten.

Elektronen von glühender Kohle u. ihre Bedeutung für einige Probleme der kosmisch. Physik.

Wir sind so zu dem Schlusse geführt worden, daß von einem glühenden Metall oder einem glühenden Kohlenfaden Elektronen ausgehen, und trotzdem wir bisher noch keine genauen Messungen für die Kohle haben, so muß doch die Emission in diesem Falle, im Vergleich mit der bekannteren für Platin, außerordentlich groß sein, indem für einen Kohlenfaden, der sich im höchsten Glühzustande befindet, ein Strom zu erwarten ist, der gleich einigen Ampères pro Zentimeter Querschnitt der Kohle ist. Diese Tatsache dürfte einen wichtigen Anwendungsbereich auf kosmische Erscheinungen finden, da ja nach der allgemein angenommenen Vorstellung die Photosphäre der Sonne große Mengen glühender Kohle enthält; diese Kohle wird Elektronen aussenden, bis die Sonne durch den Verlust ihrer Elektronen dereinst einen Zustand erreicht hat, in dem sie eine so große Ladung positiver Elektrizität besitzt, daß ihre Anziehung ausreicht, um die negativen Teilchen am Entweichen von der Sonne zu verhindern; aber selbst in diesem Falle würden, wenn die Temperatur sich aus irgend einem Grunde über ihren Mittelwert erhebt, Elektronen von der Sonne in den umgebenden Raum hinausgehen. Wir wollen demnach die Sonne und wahrscheinlich einen jeden leuchtenden Stern als eine Quelle negativ geladener Teilchen ansehen, die ihren Weg durch das System der Sonne und Sterne nehmen; wenn nun Elektronen mit großer Geschwindigkeit durch ein Gas hindurchgehen, so machen sie es leuchtend; wenn demnach die Elektronen von der Sonne die oberen Regionen der Atmosphäre der Erde treffen, so werden sie Leuchteffekte hervorrufen. Arrhenius[1]) zeigte, daß wir von ver-

1) Arrhenius, Phys. Zeitschr. 2, pp. 81, 97, 1901.

schiedenen periodischen Variationen des Nordlichts eine befriedigende Erklärung erhalten, wenn wir annehmen, daß diese Variationen durch Elektronen von der Sonne her verursacht sind, wenn diese durch die oberen Regionen der Atmosphäre der Erde hindurchtreten.

Die Elektronen im Metall.

Die Elektronenemission von glühendem Metall und von Kohle erklärt sich einfach durch die Anschauung — für die wir eine Bestätigung in verschiedenen anderen Erscheinungen finden —, daß Elektronen im Metall und in der Kohle verteilt sind, nicht nur wenn diese in glühendem Zustand sind, sondern bei allen Temperaturen; da die Elektronen außerordentlich klein sind, so sind sie imstande, sich frei durch das Metall hindurch zu bewegen und mögen deshalb in ihrem Verhalten betrachtet werden, wie wir ein vollkommenes Gas zu betrachten pflegen, das sich in einem Volumen gleich dem des Metalles befindet. Die Elektronen werden vom Metall angezogen, so daß sie, um in den umgebenden Raum entweichen zu können, eine hinreichend große kinetische Energie besitzen müssen, um sich von der Oberfläche, wo eine beträchtliche Anziehung auf sie ausgeübt wird, loszumachen. Wenn die mittlere kinetische Energie eines Elektrons wie die eines Gasmoleküles proportional ist mit der absoluten Temperatur, so werden mit steigender Temperatur mehr und mehr Elektronen imstande sein, das Metall zu verlassen und in die äußere Luft herauszutreten.

Über das Entweichen der Elektronen aus dem Metalle.

Mathematische Formulierung des Elektronengleichgewichts im Metall.

96. Wir können ohne große Schwierigkeit den analytischen Ausdruck für die entweichende Elektronenmenge finden, wenn wir annehmen, daß die Elektronen im Metall sich wie ein vollkommenes Gas verhalten. AB, CD mögen zwei Ebenen darstellen, die parallel mit der Oberfläche des Metalles sind und zwischen sich einen Bereich einschließen, in welchem das Metall eine beträchtliche Kraft auf die Elektronen ausübt. Wir wollen die x-Achse rechtwinklig zu dieser Ebene annehmen, die positive Richtung der x-Achse möge von der Luft zum Metall gehen; wenn dann p der Druck ist, der durch die Elektronen verursacht ist, n ihre Zahl pro Volumeneinheit, X die Kraft, die auf ein Elektron wirkt, dann haben wir im Gleichgewichtszustand:

$$\frac{dp}{dx} = X \cdot n; \qquad (1)$$

wenn sich nun die Elektronen wie ein vollkommenes Gas verhalten, so ist $p = \beta \cdot \theta \cdot n$, wo θ die absolute Temperatur ist, und β eine Konstante bezeichnet, die die gleiche für alle Gase ist; wenn wir diesen Wert für p in Gleichung (1) einsetzen, so erhalten wir:

$$\beta \cdot \theta \frac{dn}{dx} = X \cdot n; \tag{2}$$

wenn wir diese Gleichung von CD bis AB integrieren, so ergibt sich:

$$\log \frac{n'}{N} = -\frac{w}{\beta\theta}$$

oder

$$n' = N \cdot \varepsilon^{-\frac{w}{\beta\theta}}, \tag{3}$$

wo n' und N die entsprechenden Zahlen der Elektronen pro Volumeneinheit der Luft oder des Metalles bedeuten, und wo

$$w = \int X dx$$

ist, so daß w die Arbeit bedeutet, die erforderlich ist, um ein Elektron aus dem Metall herauszutreiben.

Quantitative Berechnung d. Elektronendrucks im Metall aus den Experimenten über den Elektrizitätsverlust des glühenden Drahtes

Gleichung (3) gibt die Zahl der Elektronen in der Luft, wenn Gleichgewichtszustand eingetreten ist. Um die Zahl der Elektronen zu finden, die vom Metall in der Zeiteinheit ausgehen, wollen wir folgendermaßen verfahren: wir wollen den stationären Zustand als das Resultat eines dynamischen Gleichgewichtes zwischen Elektronen, die vom Metall in die Luft gehen, und denen, die von der Luft ins Metall treten, betrachten. Wenn n' die Zahl der Elektronen pro Einheitsvolumen der Luft ist, so wird die Zahl, welche in einer Sekunde auf die Querschnittseinheit des Metalls trifft, nach der kinetischen Theorie der Gase gegeben sein durch den Ausdruck:

$$\sum_0^\infty u\, dn,$$

wo dn die Zahl der Elektronen ist, welche eine Geschwindigkeit zwischen u und $u + du$ besitzen, und wo die Summe über alle positiven Werte von u zu erstrecken ist. Wenn nun n' die gesamte Zahl der Elektronen pro Einheitsvolumen ist, so ist

$$dn = n' \sqrt{\frac{h \cdot m}{\pi}}\, \varepsilon^{-h m u^2} du,$$

wo m die Masse eines Elektrons ist; es wird demnach

$$\begin{aligned} \sum_0^\infty u \cdot dn &= n' \sqrt{\frac{h \cdot m}{\pi}} \int_0^\infty \varepsilon^{-h m u^2} u \cdot du \\ &= \frac{1}{2} \frac{n'}{\sqrt{\pi \cdot h \cdot m}} \\ &= \frac{n' c}{\sqrt{6\pi}}, \end{aligned}$$

wo c die Geschwindigkeit im betrachteten Querschnitt und gleich $\alpha(\theta/m)^{\frac{1}{2}}$ ist, wo α eine Konstante ist, die die gleiche ist für alle

Gase; wenn wir den Wert von n' aus Gleichung (3) einsetzen, so finden wir, daß die Zahl der Elektronen, die von der Luft ausgehen und die Flächeneinheit des Metalles in der Zeiteinheit treffen, gleich ist:

$$\frac{\alpha}{\sqrt{6\pi}}\left(\frac{\theta}{m}\right)^{\frac{1}{2}} N\varepsilon^{-\frac{w}{\beta\theta}};$$

nehmen wir an, daß alle Elektronen, welche das Metall treffen, in dasselbe hineintreten, so wird die Zahl der Elektronen, die in das Metall hineingehen, hierdurch gegeben sein, und es wird demnach auch die Zahl sein, die im Gleichgewichtszustand das Metall verläßt; wir wollen die Zahl in der Form schreiben:

$$a \cdot \theta^{\frac{1}{2}} \varepsilon^{-\frac{b}{\theta}};$$

diese Zahl wird, wenn sie mit e multipliziert wird, die Menge der negativen Elektrizität angeben, die den Einheitsquerschnitt des Metalles in der Zeiteinheit verläßt, und sie wird demnach den Sättigungsstrom für einen heißen Draht bei der Temperatur θ darstellen. Richardsons Messungen des Sättigungsstromes bei verschiedenen Temperaturen stimmen wohl, wie wir gesehen haben, mit einer Formel von dieser Form überein. Aus den experimentell bestimmten Werten a und b für das Entweichen der Elektrizität von einem heißen Drahte können wir die Werte von N und w ableiten. Richardson fand für einen Platindraht

$$a = 1{,}5 \cdot 10^{26} \quad \text{und} \quad b = 4{,}93 \cdot 10^{4};$$

dies ergibt

$$N = 1{,}3 \cdot 10^{21} \quad \text{und} \quad w = 8 \cdot 10^{-12} \text{ ergs.}$$

Der Druck, der den Elektronen im Metall zukommt, würde bei atmosphärischer Temperatur zwischen 30 und 40 Atmosphären liegen.

Neuere Untersuchungen von H. A. Wilson.

96a. H. A. Wilson[1]) hat neuerdings die Entladung der Elektrizität von heißem Platin untersucht und gefunden, daß der größte Teil der in verdünnter Luft von einem glühenden Platindraht abgegebenen Elektrizität dem im Platin absorbierten Wasserstoff zukommt. Sorgfältige Reinigung des Platindrahtes mit Salpetersäure und anhaltendes Ausglühen im Vakuum bei wiederholtem, frischem Luftzutritt verringerte die Abgabe negativer Elektrizität auf den $\frac{1}{250000}$ ten Teil. Die geringe Elektrizitätszerstreuung, die in Luft noch eintritt, wird nach Thomson-Townsend der Ionisierung durch Stoß der vom Platin ausgehenden Ionen auf die Luftmoleküle zugeschrieben. Bezeichnet n_a die Zahl der Ionen, die auf einen den Draht umgebenden Zylinder treffen, V die Potentialdifferenz zwischen

1) H. A. Wilson, Proc. Roy. Soc. 72, p. 272—276, 1903.

Draht und Zylinder, b den Radius des Zylinders, a den Radius des Drahtes, p den Gasdruck, N die Maximalzahl der durch Zusammenstoß von einem negativen Ion auf 1 cm Weglänge erzeugten Ionen, E die Potentialdifferenz, die ein negatives Ion durchlaufen muß, um die Ionisationsarbeit leisten zu können, so findet H. A. Wilson die von Townsend abgeleitete Beziehung bestätigt:

$$\log \frac{n_e}{n_a} = \frac{V}{E \log \cdot \frac{a}{b}} \left| e^{-\frac{N \cdot E \cdot p \cdot a}{V} \log \frac{b}{a}} - e^{-\frac{N \cdot E \cdot p \cdot 6}{V} \log \frac{b}{a}} \right|$$

Der Einfluß der Temperatur auf die Zerstreuung ließ sich durch die Formel

$$x = A \cdot \sqrt{T} \cdot e^{-\frac{Q}{2T}}$$

ausdrücken, wo x die Zerstreuung pro Quadratzentimeter, T die absolute Temperatur, Q die Energie in Gramm-Kalorien, welche ein Gramm-Molekül Ionen erzeugt, A eine Konstante bedeutet. Q ergab sich zu 130000 und änderte sich pro 1° C um weniger als $\frac{1}{100000}$.

Die theoretisch von Richardson gezogenen Folgerungen über die Zahl der Elektronen im Metall sind demnach nach Wilson nicht haltbar, denn reiner, von jeder Spur H_2 befreiter Wasserstoff würde nach Wilsons Experimenten keine negative Elektrizität abgeben.

Die Untersuchungen Wilsons[1]) haben auch sonst Verschiedenheiten von denen Richardsons ergeben. Er findet im Gegensatz zu letzterem bei hohen Drucken keine Abnahme der Entladungsgeschwindigkeit des Platins gegenüber niederen Drucken. Nach Wilson setzt sich die vom Platin hervorgerufene Leitung aus drei Teilen zusammen:

1. Ein Teil, der in wenigen Minuten verschwindet und unabhängig vom Luftdruck ist. Er allein entspricht einer monomolekularen Reaktion.

2. Ein Teil, der erst nach stundenlangem Erhitzen verschwindet; er beruht auf der Dissoziation der Luft, die am Platin haftet, seine Abnahme rührt von der Oberflächenänderung infolge des Erhitzens her.

3. Eine Oberflächendissoziation der umgebenden Luft, die also im Vakuum verschwindet und mit dem Gasdruck zunimmt.

97. Die Abgabe negativer Elektronen von erhitzten Substanzen ist, wie ich denke, nicht auf den festen Zustand beschränkt, sondern ist eine Eigenschaft des Atoms, in welchem physikalischen Aggregatzustand es sich auch befindet. Die Emission negativer Elektronen vom Atom läßt sich gut zeigen im Falle von Natriumdampf; wenn

Emission von Elektronen von Körpern in anderem als festem Aggregatzustand.

1) H. A. Wilson, Phil. Mag. (6) 6, p. 267—268, 1903.

ein wenig Natrium in eine Röhre gebracht wird, aus der alles Gas so weit wie möglich ausgepumpt worden ist, so wird im Dunkeln kein Elektrizitätsverlust von einem geladenen Leiter, der sich im Rohre befindet, stattfinden, wenn jedoch die Temperatur auf 300° C getrieben wird, so wird im Dunkeln ein beträchtlicher Elektrizitätsverlust des geladenen Leiters stattfinden, ob die Ladung positiv oder ob sie negativ ist; im ersteren Falle ist er jedoch größer als im zweiten. Man kann daran denken, daß dieser Verlust den Elektronen, die vom festen Natrium im Rohre ausgehen, zuzuschreiben ist. Dann aber würde sich das Rohr negativ laden und ein negativ geladener Körper würde sich nicht entladen. Auch ist der Verlust nicht dem am geladenen Leiter kondensierten Natrium zuzuschreiben, denn es findet ja beim Erkalten bis auf Zimmertemperatur und bei einer Exposition des negativ geladenen Leiters an das Licht kein Elektrizitätsverlust statt. Wenn Natrium sich am geladenen Metall verdichtet hätte, so würde der Elektrizitätsverlust sehr beträchtlich gewesen sein.

Elektronen von den Atomen heißer Dämpfe.

Die Emission negativ geladener Elektronen vom Natriumatom tritt klar zutage, wenn sie bei einer außergewöhnlich tiefen Temperatur stattfindet; daß diese Emission in anderen Fällen auch auftritt, geht, wie ich denke, aus der Leitfähigkeit sehr heißer Gase hervor oder wenigstens aus dem Anteil der Ionisation heißer Gase, der nicht der Oberflächendissoziation glühender Metalle zuzuschreiben ist, und speziell aus der hohen Geschwindigkeit, die die negativen Ionen in diesen Gasen erreichen; die Emission negativ geladener Elektronen von Atomen bei einer sehr hohen Temperatur ist demnach eine Eigenschaft einer sehr großen Zahl von Elementen, vielleicht von allen.

Bewegliches Gleichgewicht im Elektronenaustausch bei Erhöhung der Temperatur des Gases.

Die Elektronenemission vom Atome aus muß eine sehr wichtige Rolle bei der Zersetzung des Moleküles einer Verbindung durch die Wärme spielen, wenn die Kräfte, welche die Atome im Molekül zusammenhalten, vor allem elektrischer Natur sind. Denn angenommen, ein Molekül bestände aus zwei Atomen, das eine, A, positiv, das andere, B, negativ elektrisch, und ferner angenommen, daß die Temperatur so hoch getrieben wird, bis das Stadium erreicht ist, wo das negativ geladene Atom negative Elektronen zu entladen beginnt, dann verliert B ein Elektron, sobald dieses Stadium erreicht ist. Wir wollen nun annehmen, daß im elektrischen Felde dies Elektron seinen Weg zu einem positiv geladenen A findet und seine Ladung neutralisiert, so daß momentan A und B ohne Ladung sind; die Anziehung, die vorher zwischen ihnen bestand, wird annulliert, und es ist nun keine Ursache weiter, sie daran zu verhindern, auseinander zu gehen. Es folgt jedoch nicht hieraus, daß das Molekül notwendig dauernd auseinander splittert, denn A hat jetzt keine positive Ladung, um die negativen Elektronen an ihrem Entweichen zu verhindern, und da es das elektropositive Element in der Verbindung ist, so würde es

unter ähnlichen Bedingungen Elektronen leichter als B verlieren; demnach wird A bald wieder seine Ladung zurückgewinnen. B, das nun ohne Ladung ist, kann negative Elektronen nicht so leicht entladen wie vorher, als es negativ elektrisiert war, so daß wohl einige Zeit verstreichen muß, bevor B ein Elektron aussendet, und in der Zwischenzeit mag es von einem negativen Elektron getroffen werden und so eine negative Ladung erhalten, worauf dann wieder die Rekombination zwischen ihm und dem positiven A eintreten kann, eine Kombination, die sich dann wieder durch einen Prozeß, wie den bereits skizzierten, auflöst. Wir würden hiernach zu einem Zustand eines statistischen Gleichgewichtes gelangen, in welchem die Zahl der Rekombinationen pro Zeiteinheit gleich der Zahl der Atome ist, die in gleicher Zeit sich dissoziieren: das Verhältnis von freien zu gebundenen Atomen wird von den Eigenschaften jedes der Atome abhängen; je leichter A ein Elektron verliert, wenn es erhitzt wird, und je schwerer es B fällt, neue Elektronen abzugeben, um so kleiner wird der Bruchteil freier Atome ausfallen. Diese Überlegungen zeigen, daß die Wärme Dissoziation hervorrufen kann, von anderer Art als die gewöhnlich untersuchte, die etwa darin besteht, daß durch Vermehrung der kinetischen Energie eine zentrifugale Kraft auftritt, die groß genug ist, die Anziehung zu überwinden.

Vergleich zwischen Dampfdruck und dem Entweichen der Elektrizität.

98. Wir sahen also, daß von einem glühenden Draht Elektronen ausgehen, und zwar in genügender Menge, um ein sehr beträchtliches Elektrizitätsentweichen zu verursachen, solange der Druck des umgebenden Gases sehr niedrig ist; bei solchen Drucken ist nur sehr wenig Gas vorhanden, um die Bewegung der Elektronen zu hemmen; sie können sich infolgedessen mit sehr großen Geschwindigkeiten bewegen; sobald ein Elektron von der glühenden Oberfläche ausgeht, wandert es fort von ihr zum umgebenden Zylinder hin, und wenn der Strom zwischen Draht und Zylinder gesättigt ist, so diffundiert kein Elektron wieder zum Draht zurück.

Wenn jedoch der Druck des den Draht umgebenden Gases beträchtlich ist, so können sich die Elektronen nicht fortbewegen, sie streben dann danach, sich in der Nachbarschaft des Drahtes anzuhäufen, und einige von ihnen diffundieren wieder in die Oberfläche zurück. Die Dichte der Elektronen in der Nachbarschaft des Drahtes kann einen bestimmten Wert, der durch Gleichung (3) auf S. 165 gegeben ist, nicht überschreiten; gerade wie im Falle der Verdampfung einer Flüssigkeit der Druck des im Kontakt mit einer Flüssigkeit sich befindenden Dampfes nicht einen bestimmten Wert überschreiten kann, der von der Temperatur abhängt.

Berechnung der Potentialdifferenz, die nötig ist, um bei atmosphärischem Druck einen Strom zu erzielen.

99. Um durch ein Gas von beträchtlichem Druck Ströme hindurchzutreiben, vergleichbar mit denen, die im Vakuum leicht zu erhalten sind, ist eine sehr viel größere Potentialdifferenz notwendig. Denn wenn wir zwei parallele Platten rechtwinklig zur x-Achse und in 1 cm Abstand voneinander haben, und wenn die Platte $x = 0$ die heiße Platte ist, X die elektrische Kraft im Punkte x bezeichnet, u_0 die Geschwindigkeit des Elektrons im Felde Eins ist, dann ist, wenn die Geschwindigkeit des Elektrons proportional mit der elektrischen Kraft ist, die Geschwindigkeit im Punkte x gleich $u_0 X$, und wenn n die Zahl der Elektronen pro Volumeneinheit, e die Ladung eines Elektrons, i der Strom im Einheitsquerschnitt ist, so haben wir:

$$i = u_0 X n \cdot e$$

$$\frac{dX}{dx} = 4\pi n e,$$

demnach

$$X \cdot \frac{dX}{dx} = \frac{4\pi i}{u_0}$$

oder

$$X^2 = \frac{8\pi i}{u_0} x + X_0^2,$$

wo X_0 der Wert von X an der Oberfläche der Platte ist. Aus dieser Gleichung folgt, daß wenn V die Potentialdifferenz zwischen der Platte und einem Punkte ist, der von ihr um x entfernt ist, alsdann

$$V > \left(\frac{8\pi i}{u_0}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{2}{3} x^{\frac{3}{2}}$$

ist.

Aus dieser Gleichung können wir eine untere Grenze für die Potentialdifferenz berechnen, die notwendig ist, um einen Strom von 1 Milliampère pro Quadratzentimeter Querschnitt von einer heißen zu einer kalten Platte zu senden, die in 1 cm Entfernung in einem Gas von Atmosphärendruck sich befindet; in einem guten Vakuum und bei Weißglut könnte ein solcher Strom bei einer Potentialdifferenz von etwa 100 Volt erreicht werden. Um eine untere Grenze für V zu erhalten, wollen wir u_0 den größten Wert beilegen, der für ein negatives Ion bei Atmosphärendruck beobachtet wurde; dies ist der Wert, den H. A. Wilson im Falle der Flammengase bei einer Temperatur von etwa 2000° C erhielt, und er ist gleich 1000 cm/sek. für den Potentialgradienten von 1 Volt pro cm. Im elektrostatischen Maßsystem ist die Einheit der elektrischen Kraft gleich 300 Volt pro cm; demnach für den Fall, der hier betrachtet wird, $u_0 = 3 \cdot 10^5$ cm/sek., im gleichen Maßsystem ist 1 Milliampère gleich $3 \cdot 10^6$; wenn wir diese Werte für i und u_0 einsetzen, und wenn wir $x = 1$ setzen, so finden wir $V > 11$ elektrostatische Einheiten oder 3300 Volt.

Oberflächendissoziation und das Eintreten einer Ionisation durch Ionenstoß.

Aus diesen Resultaten sehen wir, daß, wenn die Emission von Elektronen der einzige Effekt wäre, der an der Oberfläche des Drahtes stattfindet, wir bei hohen Drucken ein geringes Elektrizitätsentweichen erhalten würden, wenn der heiße Draht negativ geladen wäre, keines, wenn er positiv wäre. Es würde kein positiver Elektrizitätsverlust stattfinden, weil die Elektronen negativ geladen sind und ein positiver Elektrizitätsverlust eine Ergänzung positiver Ionen erfordern würde. Die negativen Elektronen, die sich mit hinreichender Geschwindigkeit durch das Gas bewegen, ionisieren es, und wenn sie, vom Drahte kommend, sich mit großer Schnelligkeit bewegen, so werden sie das Gas um den Draht herum ionisieren und so einen Vorrat von positiven wie von negativen Ionen erzeugen; die Geschwindigkeit jedoch, die in weitaus den meisten Fällen erreicht wird, wo Ionen vom Metall ausgehen, ist viel zu klein, um diese Ionisation hervorzurufen. Wenn das Feld stark genug ist, daß die Elektronen hinreichende Geschwindigkeiten erreichen, um das Gas zu ionisieren, so wird der Strom schnell mit dem Drucke wachsen.

Es müssen Ionisationsquellen neben d. Elektronen vorhanden sein.

Die Erscheinungen, die wir schon beschrieben haben, zeigen, daß, wenn Gas vorhanden ist, andere Quellen der Ionisation neben den Elektronen vorhanden sein müssen, denn wir haben gesehen, daß bei sehr schwacher Rotglut positive Ionen rings um den Draht sich befinden, und diese mit der Temperatur sich vermehren; negative Ionen treten jedoch nicht in Erscheinung, bis Gelbglut erreicht ist; sie vermehren sich dann schneller mit der Temperatur als die positiven, bis bei sehr hohen Temperaturen ebensoviel negative wie positive Ionen vorhanden sind; in der Tat, nach der Meinung von Koch[1]) übersteigt die Zahl der negativen Ionen bei diesen hohen Temperaturen die der positiven. Es ist hier offenbar eine Ionisationsquelle neben der Emission der Elektronen vorhanden, und zwar eine, die sich bei viel niederer Temperatur geltend macht. Wir wollen jetzt zur Betrachtung einiger hiermit zusammenhängender Effekte übergehen.

Oberflächenionisation am glühenden Draht.

100. *Glühender Draht von Gas umgeben.* Wir wollen zunächst verzeichnen, daß die Quelle der Ionisation dicht an der Oberfläche des glühenden Metalles ist, und daß sie sich nicht beträchtlich vom Draht aus in das Gas erstreckt. Ein Beweis hierfür ist der Umstand, daß der Sättigungsstrom zwischen einer glühenden Metallplatte und einer parallelen Platte unabhängig ist von der Entfernung zwischen den Platten; so fand ich bei einigen Experimenten, die ich über diesen Punkt anstellte, daß der Sättigungsstrom derselbe war, wenn die Platten 3 mm oder 5 mm voneinander entfernt waren; der Druck war etwa 0,25 mm Quecksilber, demnach erstreckte sich der Ionisationsbereich

1) Koch, Wied. Ann. 33, p. 454, 1888.

selbst bei diesem niedrigen Druck nicht beträchtlich über 3 mm, von der heißen Platte aus gerechnet; denn wenn dies der Fall wäre, würde der Sättigungsstrom bei geringerer Entfernung kleiner gewesen sein.

Oberflächendissoziation bei Salzdämpfen in der Flamme.

Ein anderer sehr strikter Beweis für die gleiche Sache ist durch die Experimente von H. A. Wilson[1]) über die Leitfähigkeit von Flammen, die Salzdämpfe enthalten, erbracht worden. Wenn zwei Platinbleche in eine Flamme gebracht werden, so daß sie auf Rotglut sich befinden, und mit den Polen einer galvanischen Batterie verbunden werden, so wird ein Strom durch die Flamme von einer dieser Elektroden zur anderen fließen. Dieser Strom steigt sehr beträchtlich an, wenn flüchtige Salze in die Flamme gebracht werden, und besonders, wenn man größere Mengen von Salzdämpfen einführt. Wilson fand, daß, wenn dieser Dampf dadurch erzeugt wurde, daß er eine kleine Salzperle in die Flamme brachte, ein geringer oder kein Anstieg des Stromes stattfand, wenn die Perle so angebracht wurde, daß der Dampf nicht in Berührung mit einer der beiden Elektroden kam; wenn der Dampf in Berührung mit der positiven Elektrode kam, so war ein sehr merklicher Anstieg vorhanden, und wenn er die negative Elektrode berührte, ein sehr bedeutender. Der Anstieg im Strom, der durch den Dampf verursacht wird, zeigt an, daß die Zahl der Ionen sich vermehrt hat, und die vorhergehenden Resultate zeigen, daß die Vermehrung nicht statthat, bis der Metalldampf in Kontakt mit dem glühenden Metall kommt.

Ein anderer Beweis, daß die Ionisation auf die Oberfläche des heißen Metalles beschränkt ist, liegt darin, daß der Sättigungsstrom zwischen den zwei Elektroden unabhängig von der Entfernung ist.[2])

1) H. A. Wilson, Phil. Trans. A. 192, p. 499, 1899.

2) Anmerkung des Übersetzers. Aus dem Wilsonschen Experimente geht zwar ein wesentlicher Einfluß der Temperatur der Elektroden, sowie die Existenz einer nicht unbeträchtlichen Oberflächendissoziation hervor, jedoch geht keineswegs daraus hervor, daß die Volumdissoziation gegen die Oberflächendissoziation klein ist; die Wilsonschen Experimente scheinen mir nicht notwendig diese Deutung zu erfordern. Wenn z. B. das Verbrennen einer Salzperle zwischen zwei Platinelektroden so erfolgt, daß die Salzdämpfe nicht mit den Elektroden in Verbindung kommen, und trotz der so gefärbten Flamme sich der Strom nur sehr wenig ändert, so ist dies dadurch erklärbar, daß das Feld zwischen den Elektroden sehr schwach ist; würde hier durch Verbrennung des Salzes die Ionenkonzentration beträchtlich, so brauchte sich diese infolge der geringen Feldstärke an der Stelle beträchtlicher Ionenmengen nicht durch starkes Anwachsen des Stromes kenntlich zu machen (cf. E. Marx, Drudes Ann. IV, 2, p. 779). — Ferner ist die Thomsonsche Methode der Messung von Leitfähigkeiten nur dann anwendbar, wenn die Periode der messenden elektrischen Schwingung so langsam ist, daß nicht die Verschiebungsströme die Leitungsströme zu vernachlässigen gestatten. Die Leitfähigkeit der Flamme ist aber, selbst mit Elektroden gemessen, noch zu gering, als daß eine wesentliche Ab-

Wir können nach der folgenden Methode[1]) die Leitfähigkeit einer Flamme messen, ohne in sie irgend welche metallische Elektroden einzuführen, und können demnach direkt eine Veränderung bestimmen, die eintreten würde im Fall der Beimischung von Salzdämpfen. *A* und *B* (Fig. 44) sind zwei Leidener Flaschen, deren innere Belegungen mit den Polen eines Induktoriums oder einer Elektrisiermaschine verbunden sind.

Versuch, ein Urteil über d. Leitfähigkeit von leuchtenden Flammen aus der Absorption elektrischer Schwingungen zu gewinnen.

Die äußeren Belegungen werden durch einen Kreis *CDEF*, der zwei Schleifen *D* und *E* enthält, geschlossen; in eine dieser Schleifen, *E*, wird ein Glasgefäß hineingestellt, das Gas von sehr niedrigem Druck enthält: wenn das Induktorium oder die Maschine angeschlossen wird, so werden die Leidener Flaschen fortgesetzt geladen und entladen; die Ströme, die durch die Schleife *E* fließen, induzieren Ströme in dem verdünnten Gase im Glasgefäß und bewirken, daß das Gas leuchtend wird, so daß die Entladung der Flasche von einem leuchtenden Ringe im Gefäße *E* begleitet ist. Wenn Leiter von nicht zu großer Leitfähigkeit in die Schleife *D* hineingebracht werden, so wird man finden, daß das Leuchten des Ringes in *E* vermindert wird, und je höher die Leitfähigkeit wird, um so größer wird die Verringerung; wenn man auf diese Weise die Wirkungen verschiedener Leiter beobachtet, die in *D* hineingebracht werden, so läßt sich eine Schätzung der Leitfähigkeit anstellen. Nun fand Wilson, daß die Wirkung der Flamme eines benutzten Brenners, wenn sie durch *D* hindurchtritt, auf den Entladungsring in *E* ganz unmerklich war, und daß sie auch nicht merklich vergrößert wurde, wenn Salzdämpfe in die Flamme hineingebracht wurden. Der Strom zwischen den Elektroden in der Flamme war einige hundertmal so groß, wenn das Salz eingeführt wurde.

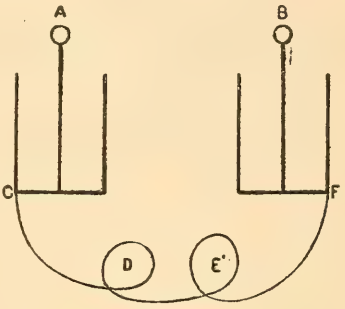


Fig. 44.

Der Effekt einer leitenden Metallplatte, die Ionisation in ihrer Umgebung zu erleichtern, läßt sich sehr leicht erklären; die Ionisation bedeutet ja die Trennung einer positiven von einer negativen Ladung; wenn diese Ladungen sich dicht an einer Metallplatte befinden, so werden andere Ladungen in der Platte induziert, welche nahezu die Anziehung zwischen den ursprünglichen Ladungen annullieren werden;

Versuch einer Erklärung der Oberflächendissoziation

sorption durch sie zu erwarten ist, falls schnelle elektrische Schwingungen sie durchsetzen. Für die Existenz einer beträchtlichen Volumdissoziation in der Flamme sprechen übrigens auch neuere Untersuchungen über Flammengase (cf. unten Kap. IX).

1) J. J. Thomson, Proc. Camb. Phil. Soc. 8, p. 258, 1895.

diese werden demnach sehr viel leichter in der Nähe des Metalles getrennt werden als in dem Falle, daß sie von ihm entfernt sind und die Anziehung zwischen ihnen ihren normalen Wert hat. Die starke Ionisation der Salze in Lösungsmitteln, die sehr große Dielektrizitätskonstante haben, stellt eine andere Seite desselben Phänomens dar, denn ein Dielektrikum von sehr hoher Dielektrizitätskonstante ruft annähernd die gleiche Wirkung auf die Anziehung zwischen elektrischen Ladungen hervor wie ein Leiter: die Scheidung der Ladungen wird erleichtert und somit auch die Ionisation. Wasser, Alkohol und in der Tat alle ionisierenden Lösungen haben große Dielektrizitätskonstanten.

Unterbrechung des Stromes durch Einschieben einer dritten Platte.

Wenn die Ionisation auf die Oberfläche des glühenden Metalles beschränkt ist, so wird der Strom zwischen einer heißen und einer kalten Elektrode von Ionen eines Vorzeichens getragen, selbst dann, wenn Ionen beiderlei Art an der Oberfläche des Metalles sich befinden. Wenn die Temperatur so niedrig ist, daß nur Ionen eines Vorzeichens im Metalle erzeugt werden (wie im Fall des Platindrahtes auf Gelbglut), so werden alle Ionen, die den Strom tragen, im wesentlichen von der Elektrode kommen. Das erklärt eine Erscheinung, die vom Verfasser vor vielen Jahren beobachtet wurde.[1]) Die Strömung zwischen zwei Platinblechen, die sich in einem Gefäß befinden, das auf helle Rotglut erhitzt wurde, ergab sich vollständig unterbrochen, wenn man eine kalte Metallplatte zwischen die Elektroden brachte, und der Strom fing nicht eher wieder zu fließen an, bis die mittlere Platte ebenfalls geglüht wurde. Das ist offenbar das, was eintreten muß, wenn eine Erzeugung positiver Ionen an den beiden Elektroden A und B stattfindet und sonst nirgends; denn angenommen, A ist die positive Elektrode, so müssen alle Ionen, die B erreichen, von A ausgegangen sein; wenn wir zwischen A und B eine Platte bringen, ob sie nun aus einem Konduktor oder einem Isolator besteht, so fangen wir damit alle Ionen ab, bevor sie B erreichen und unterbrechen somit den Strom. Der Strom wird wieder zu fließen anfangen, wenn die Platte heiß genug wird, um Ionen an ihrer Oberfläche zu erzeugen. Wenn Ionen beiderlei Vorzeichens an den heißen Platten erzeugt werden, so wird der Strom durch die mittlere Platte nicht unterbrochen, aber beträchtlich dadurch verringert werden.

Theorie der unsymmetrischen Ionisation.

101. *Zusammenhang zwischen Strom und Potentialdifferenz.* Wir wollen den Fall betrachten, daß zwei parallele Platten rechtwinklig zur x-Achse sich befinden, von denen nur eine Platte glühend ist, oder wenn beide glühend sind, die Temperatur immerhin so niedrig ist, daß nur positive Ionen an der Oberfläche der Platten erzeugt

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. V, 29, p. 441, 1890.

werden. Die Ionen, die den Strom zu den Platten tragen, werden dann alle von einem Vorzeichen sein, und wir können die Resultate von Art. 98 hier anwenden. Wenn demnach X die elektrische Kraft darstellt, R die Geschwindigkeit der Ionen im Felde Eins, so haben wir, wenn i der Strom ist:

$$X\frac{dX}{dx} = \frac{4\pi i}{R};$$

wenn demnach R unabhängig von x ist, so haben wir:

$$X^2 = \frac{8\pi i}{R}\cdot x + C;$$

ist der Strom gering, so verschwindet X an der heißen Platte, es wird demnach, da an dieser Platte $x = 0$ ist, die Gleichung:

$$X = \left\{\frac{8\pi i}{R}\right\}^{\frac{1}{2}} x^{\frac{1}{2}},$$

und wenn V die Potentialdifferenz zwischen den Platten und d ihre Entfernung ist, so haben wir:

$$V = \left(\frac{8\pi i}{R}\right)^{\frac{1}{2}}\cdot\frac{2}{3}d^{\frac{3}{2}}$$

oder

$$i = \frac{9}{32}\frac{R\cdot V^2}{\pi\cdot d^3}. \qquad (1)$$

Abhängigkeit der Ionengeschwindigkeit von der Temperatur.

Diese Gleichung wurde von Rutherford[1]) geprüft; wir können jedoch nicht erwarten, daß die Theorie in sehr enger Übereinstimmung mit den Erscheinungen ist, denn bei der Ableitung von Gleichung (1) haben wir verschiedene Annahmen gemacht, die in praxi nicht erfüllt sind; an erster Stelle haben wir angenommen, daß R unabhängig ist von x, das wird nur dann statthaben, wenn die Temperatur gleichförmig zwischen den Platten verteilt ist, es wird nicht stattfinden, wenn die eine Platte heiß, die andere kalt ist, denn die Geschwindigkeit des Ions hängt von der Temperatur ab. So hat Wilson[2]) gezeigt, daß in einer Flamme von der Temperatur von 2000° C die Geschwindigkeit des negativen Ions in einem Potentialfalle von 1 Volt per cm etwa 1000 cm/sek. ist, die des positiven Ions unter demselben Potential 62 cm/sek.; in heißer Luft von einer Temperatur von etwa 1000° C ist die Geschwindigkeit des negativen Ions nurmehr etwa 26 cm/sek., die des positiven etwa 7,2 cm/sek. McClelland[3]) fand, daß die Ionen von einem glühenden Drahte, wenn sie in kalte Luft hineinkommen, in einiger Entfernung vom Drahte mit Geschwindigkeiten von nur 0,04 cm/sek. wanderten, und daß die Geschwindigkeit abnahm, je weiter die Ionen sich vom Drahte entfernten, und

1) Rutherford, Physical Review 13, p. 321, 1901.
2) H. A. Wilson, Phil. Trans. A. 192, p. 499, 1899.
3) McClelland, Phil. Mag. V, 46, p. 29, 1899.

wieder erhöht werden konnte, wenn man die Ionen erwärmte; demnach variiert R bedeutend mit der Temperatur und demnach auch mit x.

Der Anstieg von R mit der Temperatur erzeugt ein schnelles Anwachsen des Stromes mit der Temperatur der heißen Platte. Wir sehen aus Gleichung (1), daß der Strom für eine konstante kleine Potentialdifferenz nicht abhängig ist von dem Betrage der Ionisation in der Nähe der Platte[1]), so daß der Anstieg der Ionisation bei hoher Temperatur nicht den Anstieg des Stromes erklären würde, wenn der Draht heißer wird; eine befriedigende Erklärung dieses Anstieges ist jedoch gegeben, wenn man den Anstieg von R mit der Temperatur berücksichtigt.

Betrachtung der Unipolarleitung von diesem Gesichtspunkte aus.

Wenn die Temperatur der heißen Platte hoch genug ist, daß sowohl negative wie positive Ionen in der Nähe der Platte bestehen können, so wird das Entweichen der Elektrizität zwischen der heißen und der kalten Platte größer sein, wenn die heiße Platte negative Elektrode ist, als wenn sie positive ist; denn in dem ersten Falle wird ja der Strom von negativen Ionen getragen, im letzteren aber von positiven, und Gleichung (1) zeigt, daß bei gleicher Potentialdifferenz der Strom proportional ist der Geschwindigkeit der Ionen, von denen er getragen wird. Nun aber ist die Geschwindigkeit der negativen Ionen immer größer als die der positiven, und das Verhältnis der Geschwindigkeiten der negativen zu denen der positiven steigt schnell mit der Temperatur; so zeigten die Experimente von Wilson über den Elektrizitätsverlust durch Gase, die mit Salzdämpfen erfüllt waren, daß das Verhältnis bei 2000° C etwa 17 ist, während es bei 1000° C nur noch etwa 3,5 ist. Für gewöhnliche Temperatur hat McClelland gezeigt, daß im Falle der Ionen, die aus der Nachbarschaft heißer Drähte kommen, das Verhältnis nur noch etwa 1,25 ist. Der große Anstieg des Stromes, der dadurch erzeugt wird, daß man das + Vorzeichen einer heißen Elektrode mit dem — Vorzeichen vertauscht, ist eine sehr wohlbekannte Erscheinung; ein schlagendes Beispiel hierfür ist ja in dem alten Experimente Hittorfs[2]) gegeben. Bei diesem Experimente wurde eine Salzperle in eine Flamme zwischen glühende Elektroden gebracht: der Anstieg des Stromes war viel größer, wenn die Perle sich nahe der negativen Elektrode befand, als wenn sie in die Nähe der positiven Elektrode gebracht wurde. Diese Resultate sind, wie in Erinnerung gebracht werden soll, nur dann zu recht bestehend, wenn die Ströme sehr klein

1) Es ist zu beachten, daß Gleichung (1) nur Anwendung finden darf, solange der Strom schwach ist, so daß $X = 0$ ist, wenn $x = 0$ ist; nähert sich der Strom dem Sättigungswert, so wächst er schnell mit der Ionenmenge an den Platten.

2) Hittorf, Pogg. Ann. Jubelband, p. 430, 1874.

sind im Vergleich mit ihren Sättigungswerten; diese Sättigungswerte hängen ja nicht von den Geschwindigkeiten der Ionen ab, sondern nur von der Anzahl der Ionen, die pro Zeiteinheit an der Oberfläche des heißen Metalles erzeugt werden.

Die Geschwindigkeit eines Ions unter einer konstanten elektrischen Kraft wächst, wenn der Druck des Gases sich verringert, demnach sehen wir aus Gleichung (1), daß der Strom, vorausgesetzt, daß er nicht groß ist, anwachsen wird, wenn der Druck sich verringert.

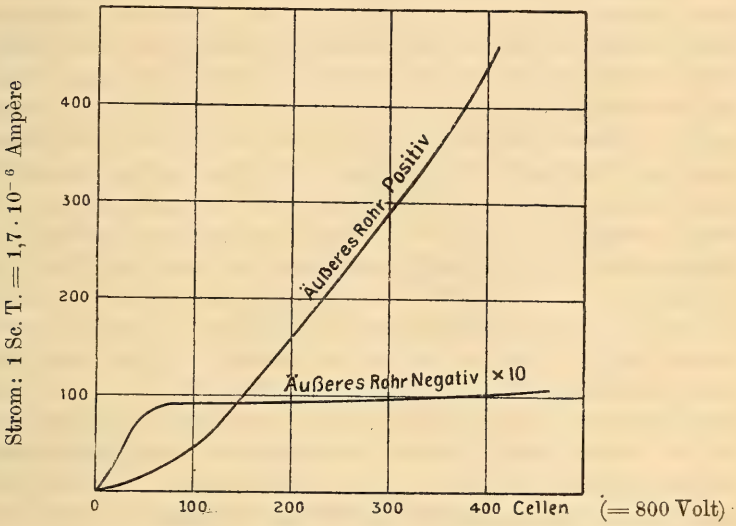


Fig. 45.

102. Eine sehr markante Erscheinung bei der Entladung von einem glühenden Metall ist der sehr schnelle Anstieg des Stromes mit der elektromotorischen Kraft, solange dieser klein ist, ein Anstieg, der viel schneller vor sich geht, als nach dem Ohmschen Gesetz zu erwarten wäre. Dies ist häufig beobachtet worden; so z. B. gibt Pringsheim[1]) folgende empirische Formel für den Strom i in Abhängigkeit von der Potentialdifferenz V für die Entladung zwischen zwei spitzenförmigen Elektroden in einem heißen Gase an:

Abweichung vom Ohmschen Gesetz, indem der Strom schneller steigt als die Potentialdifferenz.

$$i = \frac{V + aV^2}{w},$$

hier sind a und w Konstanten. Der rapide Anstieg des Stromes wird auch gut illustriert durch die Kurve in Fig. 45, die von Wilson[2]) für den Strom zwischen einem heißen Platindrahte und einer heißen

1) Pringsheim, Wied. Ann. 55, p. 507, 1895.
2) H. A. Wilson, Phil. Trans. A, 197, p. 415, 1901.

Platinröhre außerhalb des Drahtes aufgenommen wurde; in dieser Kurve stellen die Ordinaten den Strom dar und die Abszissen die Potentialdifferenz; die Kurve illustriert gleichzeitig den Fall, daß die Röhre negativ ist, sie zeigt ferner die Größe des Sättigungswertes des Stromes für hohe elektromotorische Kräfte. Dieser rapide Anstieg des Stromes ist nach der Gleichung (1) erklärlich, welche zeigt, daß der Strom proportional dem Quadrate der Potentialdifferenz ist.

Nachlassen des Stromes mit der Zeit.

103. *Die Natur der Träger der Elektrizität in dem Strome von einem heißen Draht.* Die Entladung der positiven Elektrizität von einem Draht bei einer Temperatur zwischen Rot- und Gelbglut ist nicht allein bestimmt durch die Natur und den Druck des Gases, sie ist sehr wesentlich beeinflußt durch die Behandlung, welcher der Draht vor der Entladung unterworfen wurde. So z. B. finden wir, wenn wir den Elektrizitätsweggang von einem heißen Drahte zu einem kalten ihn umgebenden Metallzylinder in einem Gase von niedrigem Druck messen, oft, daß, wenn der Draht zuerst erhitzt wird, der Elektrizitätsfortgang anfangs sehr groß ist, aber allmählich geringer wird, bis nach einigen Stunden fortgesetzten Erwärmens der Strom bis auf $^1/_{20}$ seines Anfangswertes gesunken ist: wenn nach einem solchen Abfall frisches Gas in das Gefäß, in dem sich der heiße Draht befindet, hereingebracht und dann nach einiger Zeit ausgepumpt wird, bis der Druck derselbe wie vor Einführung des Gases ist, so ist der Strom für eine Zeitlang sehr beträchtlich gewachsen; er verringert sich wieder, wenn man mit dem Erhitzen fortfährt, kann aber durch nochmalige Einführung frischen Gases wiederum beträchtlich steigen. Da diese Verringerung stattfindet, ob nun der Strom zwischen dem heißen Drahte und dem umgebenden Zylinder fließt oder nicht, so kann sie nicht einer Wirkung zuzuschreiben sein, die der gewöhnlichen Polarisation der Elektrode analog ist, obwohl wir sehen werden, daß es Gründe gibt, die dafür sprechen, daß ein derartiger Effekt bis zu einem gewissen Grade bei der Leitung heißer Gase auch existieren muß.

Zerstäubung des Platins; Abhängigkeit desselben vom umgebenden Gase.

Die eben erwähnten Erscheinungen lassen vermuten, daß das im Platin absorbierte Gas, das allmählich abgegeben wird, wenn der Draht erhitzt wird, eine wichtige Rolle bei der Elektrizitätsentladung des Drahtes spielt, und wir können leicht verstehen, daß dieses Gas, das direkt aus der Mitte eines guten Leiters kommt, ionisiert sein und imstande sein muß, den Strom zu tragen. Die Abgabe absorbierten Gases vom Platin steht jedoch nach Berliner in engem Zusammenhang mit der Zerstäubung des Platindrahtes, die stattfindet, wenn der Draht glühend gehalten wird, und die deutlich zutage tritt durch den Platinniederschlag oder den Niederschlag von Platinoxyd an den Wänden des Rohres und durch die Verringerung des Gewichtes des

heißen Drahtes; die Träger der Elektrizität werden demnach aus Platinstaub oder Dampf bestehen, der vom Draht herrührt. Dieser Zerfall des Platins wurde von Berliner[1]), Elster und Geitel[2]), Nahrwold[3]) und Stewart[4]) studiert: diese Forscher zeigten

1. daß die Zerstäubung, die in einer bestimmten Zeit durch Glühen eines Platindrahtes erreicht wird, nach längerem Erhitzen abnimmt,

2. daß die Zerstäubung sehr stark beeinflußt wird durch die Anwesenheit von Sauerstoff. Sie ist außerordentlich gering im Stickstoff und Wasserstoff; in der Tat lassen einige dieser Experimente vermuten, daß kein Zerfall des glühenden Platindrahtes in diesen Gasen stattfinden würde, wenn jede Spur von Sauerstoff aus ihnen entfernt werden könnte. Wir dürfen annehmen, daß, wo Sauerstoff vorhanden ist, eine langsame Oxydation stattfindet, die ein Verwittern der Oberfläche erzeugt, wodurch der Zerfall des Metalles erleichtert wird.

Wolkige Kondensation tritt in Sauerstoff bei etwa 300°C ein, wenn der Platindraht gereinigt ist, bei Wasserstoff erst bei Rotglut.

Die Zerstäubung des Platins läßt sich leicht durch die Wirkung, die das Glühen des Drahtes auf die wolkige Kondensation in der Luft, die den Draht umgibt, hat, nachweisen. Wir verdanken diese Entdeckung Aitken.[5]) Eine einfache Methode, diesen Einfluß zu zeigen, besteht darin, daß man einen feinen Platindraht in den Expansionsraum des Nebelapparates (Fig. 37) hineinbringt. War die Luft staubfrei gemacht worden, während der Draht kalt war, so wird bei Stromdurchgang durch den Draht, falls dieser bis zur Rotglut erhitzt wird, nach dem Erkalten sich eine dichte Wolke bei einer sehr geringen Expansion ausbilden; da diese Expansion viel geringer ist als die, die notwendig zur Wolkenbildung um Ionen herum erforderlich ist, so müssen Teilchen, die viel größer als Moleküle sind, in der Nachbarschaft des Drahtes vorhanden sein. Bis der Draht sehr sorgfältig gereinigt ist, wird eine Steigerung der Temperatur, viel geringer als die, welche erforderlich ist, um ihn sichtbar glühend zu machen, hinreichen, um eine Wolke zu erzeugen. Dies kommt offenbar von Schmutz oder Feuchtigkeit, die auf dem Draht sich festsetzen, und Aitkens Experimente zeigen, daß diese Wirkung verschwindet, wenn der Draht durch lange fortgesetztes Glühen gereinigt wird; kein noch so langes Glühen scheint jedoch die Wolkenbildung hintanzuhalten, wenn die Temperatur des Platindrahtes auf die der Rotglut gebracht wird. Mr. Owen hat kürzlich Experimente im Cavendish Laboratorium über diesen Punkt angestellt, und hat gefunden, daß ein Platindraht in Luft oder Sauerstoff, selbst nach

1) Berliner, Wied. Ann. 33, p. 289, 1888; 35, p. 791, 1888.
2) Elster u. Geitel, Wied. Ann. 31, p. 109, 1887.
3) Nahrwold, Wied. Ann. 31, p. 448, 1887; 35, p. 107, 1888.
4) Stewart, Phil. Mag. 48, p. 481, 1889.
5) Aitken, Trans. Roy. Soc. Edin. 30, p. 337.

lange fortgesetztem Glühen des Drahtes, stets eine Wolkenbildung erzeugt, wenn die Temperatur des Drahtes auf 300° C erhöht wird. In reinem Wasserstoff jedoch konnte der Draht nahezu bis Rotglut erhitzt werden, bevor Wolkenbildung eintrat.

Zerstäubung und Elektrizitätsentweichen; chemische Wirkung d. Sauerstoffs.

104. Es existiert hier eine weitgehende Ähnlichkeit zwischen den Gesetzen der Zerstäubung des Drahtes und denen des Entweichens positiver Elektrizität von demselben. Wir haben schon auf den Einfluß lange fortgesetzten Erwärmens auf den Elektrizitätsverlust hingewiesen; die Anwesenheit von Sauerstoff hat auch einen sehr ausgesprochenen Einfluß. Dies kann in sehr überzeugender Weise gezeigt werden, wenn man den Druck beobachtet, bei welchem eine Platte in der Nachbarschaft des heißen Drahtes eine negative anstatt eine positive Ladung zu erhalten beginnt. Wenn der Draht nicht zu heiß ist, so wird bei hohen Drucken die Platte positiv geladen werden; wenn nun das Gefäß evakuiert wird, so wird ein Punkt erreicht werden, wo die positive Ladung abzunehmen beginnt, dann verschwindet und schließlich durch eine negative ersetzt wird. Die Änderung in dem Vorzeichen der Ladung der Platte tritt bei viel höheren Drucken in Wasserstoff und Stickstoff als in Sauerstoff ein; in Sauerstoff ist diese Umkehr schwierig zu erhalten, es sei denn, daß der Draht sehr heiß ist. Ist die Umkehr des Vorzeichens in Wasserstoff oder Stickstoff erreicht, so genügt das Hinzufügen einer überraschend kleinen Menge Sauerstoff, um die Ladung der Platte wieder positiv zu machen. Es ist möglich, daß die Abnahme im positiven Elektrizitätsverlust, die durch lang andauerndes Erhitzen bei niederen Drucken eintritt, zum Teil der Verbrennung des Sauerstoffes zuzuschreiben ist oder, wenn etwas Fett vorhanden ist, dem Ersetzen des Sauerstoffes durch die Dämpfe des Kohlenwasserstoffes, die durch fortgesetztes Erwärmen frei werden. Die Zunahme der positiven Elektrisierung, die durch Sauerstoff veranlaßt wird, läßt sich leicht erklären, wenn eine Oxydation des Metalles bei Rotglut stattfindet, denn in dem Oxyde, das so gebildet ist, trägt der Sauerstoff negative Ladungen, das Metall die positive; wenn demnach der Sauerstoff in der Nachbarschaft des Platindrahtes durch die Wärme ionisiert wird, so wird das Platin infolge der Verbindung mit den negativen, aber nicht mit den positiven Sauerstoffionen einen Überschuß von positiven Ionen in der Nachbarschaft zurücklassen. Daß chemische Wirkungen hier einen bedeutenden Einfluß auf die Elektrisierung haben, wird durch die Beobachtung von Branly erhärtet, daß die Oxyde von Metallen bei schwacher Rotglut, bei der Metalle positive Elektrizität abgeben, negative abgeben; im Fall der Metalloxyde ist die chemische Wirkung, die eintritt, die Dissoziation des Metalloxydes in das Metall und in den Sauerstoff, wo der Sauerstoff die negative

Ladung trägt und demnach negative Elektrisierung rings um den Draht erzeugt. Eine ähnliche Erklärung läßt sich auf die folgenden Resultate anwenden, die ich bei Bogenentladung beobachtet habe; wenn der Bogen zwischen zwei Elektroden von blankem Kupfer überging, so war ein Überschuß von positiver Elektrizität im Gase um die Elektroden herum vorhanden; wenn jedoch die Elektroden dick mit Oxyd bedeckt waren, und in Wasserstoff gebracht wurden, so war die Elektrizitätserzeugung im Gase negativ, bis das Oxyd reduziert war; wenn dies vollständig geschehen war, so wurde die Elektrisierung positiv.

Elektronenemission glühender Oxyde.

104a. A. Wehnelt zeigte in einer wertvollen Untersuchung[1]), daß der Kathodenfall einer aus Platin bestehenden, mit gewissen Metalloxyden bestrichenen, ins Glühen gebrachten Elektrode außerordentlich viel geringer ist, als der Kathodenfall einer sonst gleichen Elektrode ohne Metalloxydüberzug. Von den untersuchten Metallverbindungen der Alkalimetalle, Alkalierden, der Magnesiumgruppe, der Erdmetalle, der Eisengruppe und Zinngruppe, erwiesen sich vor allem die Oxyde von Barium, Strontium und Kalzium, dann Magnesium, Zink, Kadmium, Yttrium, Lanthan, Zirkon und Thor als wirksam, um im Glühzustande bei Temperaturen von etwa 900° C den Kathodenfall beträchtlich herunterzusetzen. Durch Messung des positiven und negativen Sättigungsstromes bei Vermeidung von sekundärer Ionisation durch Stoß wurde gezeigt, daß die Oxyde der alkalischen Erden bei hohen Temperaturen außerordentlich viel mehr negative Ionen aussenden als Platin; die Abnahme des Kathodenfalls an erhitzten Oxydelektroden läßt sich auch in der Flamme nachweisen[2]), und ferner läßt sich zeigen, daß durch die erhöhte Emission negativer Elektrizität die Zündung des Lichtbogens erleichtert wird. Die Abhängigkeit der vom glühenden Metalloxyd ausgehenden Ionen von der Temperatur ließ sich bei Wehnelts Experimenten durch die von Richardson für glühendes Platin abgeleitete Beziehung (vgl. oben) darstellen. Aus den Konstanten der Formel würde nach Wehnelts Versuchen folgen, daß in 1 cm^3 CaO etwa 10^{24} negative Ionen enthalten sind; da 1 cm^3 CaO rund 10^{22} Moleküle enthält, so kämen auf jedes Molekül etwa 100 negative Ionen.

Mit Hilfe von Oxyd bedeckten glühenden Elektroden lassen sich ganz enorme Ströme durch ein Entladungsrohr senden. Bei einem Versuche, bei dem ein mit BaO überzogenes Platinblech von 2 cm glühender Oberfläche als Kathode diente, ging bei 110 Volt angelegter

1) A. Wehnelt, Sitzber. Erlangen p. 150, 1903. Drudes Ann. IV. Bd. 14 p. 425, 1904,

2) F. L. Tufts, Physik. Zeitschr. 5, p. 77, 1904.

3) J. Stark, Physik. Zeitschr. 5, p. 82, 1904.

Spannung unter Vorschaltung eines passenden Widerstandes bei einem Anfangsdruck von 0,01 mm Hg ein Strom von 3 Amp. durch das Entladungsrohr, wobei prachtvoll helleuchtende Schichten auftraten. Der als Anode dienende 4 mm starke Aluminiumdraht schmolz dabei nach kurzer Zeit ab. Die starke Wärmeentwicklung an der Anode ist verständlich, wenn man in Betracht zieht, daß der Anodenfall sich wenig mit der Stromstärke ändert und bei dem vorhandenen Drucke etwa 20—30 Volt beträgt. Das gibt bei 3 Amp. 60—90 Watt. Man verwendet deshalb besser 3—5 mm starke Eisendrähte als Anode.

Die Wehneltsche Anordnung ermöglicht die Erzeugung und Messung von Kathodenstrahlen von sehr geringer Geschwindigkeit, mit verhältnismäßig beträchtlicher Intensität.

Glühender Draht und Methode zur Bestimmung von e/m.

105. Sehr geringe chemische Zersetzung ist hinreichend, um sehr intensive Elektrizitätserzeugung zu veranlassen, so daß man vermuten könnte, daß selbst bei dem besterhältlichen Vakuum hinreichend Gas vorhanden ist, um Elektrizität zu erzeugen; daß eine positive Elektrisierung auch in sehr gutem Vakuum eintritt, ist sicher; in einem Vakuum, das so gut ist, daß es kaum möglich war, eine Entladung durch dasselbe mit einem Induktorium, das 8 Zoll Funkenlänge hatte, hindurchzubringen, erhielt ich positive Elektrisierung von einem rotglühenden Platindrahte, der auf viel höherer Temperatur eine Woche lang 8 Stunden täglich gehalten wurde. Demgegenüber ist ein exakter Beweis, daß die positive Elektrisierung nicht vollständig chemischer Wirkung im Drahte zuzuschreiben ist, die Bestimmung der Natur der Träger dieser Ladung; wenn die Ladung von chemischer Wirkung herrührte, so wäre zu erwarten, daß die Träger die Atome oder Moleküle des Gases darstellen. Die folgenden Experimente zeigen, daß, wenn auch einige wenige Träger von diesem Charakter vorhanden sind, die Majorität derselben viel größer ist und wahrscheinlich Moleküle des Platins sind oder sogar noch größere Massen des Platins darstellen. Die Methode, die Verwendung fand, um die Masse der Träger zu bestimmen, war die gleiche wie die zur Bestimmung der Masse der negativen Träger bei hoher Temperatur verwandte (siehe S. 107), mit dem Unterschied jedoch, daß infolge der im allgemeinen viel größeren Masse der positiven Träger, im Vergleich zu den negativen, bei der Untersuchung des positiven Elektrizitätsverlustes viel größere magnetische Kräfte zu benutzen sind als die in den früheren Experimenten verwandten, und dies bringt einige Modifikationen der Experimentalanordnung mit sich. Die Anordnung, die hierzu verwendet wurde, ist in Fig. 46 dargestellt.

A ist eine isolierte Metallplatte, in deren Mitte ein Messingdraht von 5 mm Durchmesser sich befindet; diese Platte ist mit einem Quadrantenelektrometer verbunden. B ist ein Platinblech, das parallel

zur Platte und 3 mm von ihr entfernt angebracht ist; das Blech kann durch Wechselstrom glühend gemacht werden, der von C und D aus zugeführt wird. Der Strom wurde B durch eine Transformatorspule zugeführt. Bei dieser Methode läßt sich der heiße Draht und seine Zuführung leicht isolieren; der Draht und das Messingrohr wurden mit einem Pole einer Hochspannungsbatterie verbunden, deren anderer Pol an Erde geführt war. Der Strom, der zur Platte A von dem heißen Drahte aus floß, wurde durch die Ablenkung einer Elektrometernadel in gegebener Zeit gemessen; diese Ablenkung wurde für verschiedene Potentiale des heißen Drahtes bestimmt, wenn das magnetische Feld einmal eingeschaltet war und das zweite Mal nicht; das höchste Potential, bei dem ein gegebenes magnetisches Feld eine merkliche Verringerung ergibt, führt, wie dies in Art. 48 auseinandergesetzt wurde, zur Bestimmung von m/e — dem Verhältnis von Masse zur Ladung des Trägers. In der Untersuchung des Art. 48 wurde angenommen, daß die elektrische Kraft gleichförmig sei in dem Bereich, in welchem sich die Ionen bewegten; im Fall des heißen Drahtes sind so viel Ionen von gleichem Vorzeichen, die den Strom tragen, vorhanden, daß sie die Gleichförmigkeit des Potentialfalls stören und die Kraft von Punkt zu Punkt veränderlich machen. Wir können jedoch leicht beweisen, daß diese Ungleichförmigkeit des elektrischen Feldes die Gültigkeit der Methode nicht stören wird. Wenn das Feld nicht gleichförmig ist, so werden die Bahnkurven der Ionen keine Cykloiden sein, die Ionen jedoch werden, ob das Feld gleichförmig ist oder nicht, nach Zurücklegung einer gewissen Strecke d von ihrer Quelle, infolge der magnetischen Kraft, zur Rückkehr gezwungen werden und sich wieder rückwärts bewegen, so daß sie nie weiter kommen werden als bis zur Entfernung d, von ihrem Ausgangspunkte. Wenn nun die Platte, in welcher die Ionen aufgenommen werden, in einer Entfernung sich befindet, die, vom heißen Metalle aus gerechnet, größer als d ist (da ja das Metall die Quelle der Ionen ist), so wird das magnetische Feld eine Verringerung des Stromes, der zur Platte fließt, verursachen, während, wenn die Entfernung kleiner als d ist, die magnetische Kraft keine Verringerung im Elektrizitätsverlust bewirken wird. Die kritische Entfernung d kann bestimmt werden durch den Vergleich der Ströme bei Einschaltung des magnetischen Feldes im Vergleich

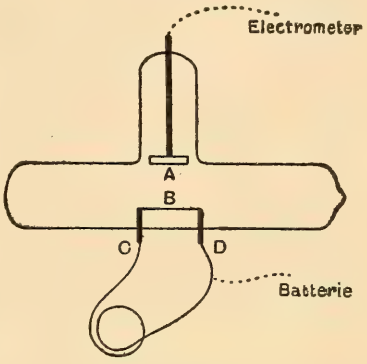


Fig. 46.

mit den Stromwerten bei Ausschaltung des Feldes: die kritische Entfernung ist offenbar diejenige Entfernung von der Quelle, in welcher die Geschwindigkeit der Ionen parallel zur elektrischen Kraft zu Null wird. Wenn x die Entfernung eines Ions von der heißen Platte ist, X die elektrische Kraft, die auf das Ion wirkt, H die magnetische Kraft, die gleichförmig vorausgesetzt wird und parallel mit der z-Achse wirkt, so haben wir:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = Xe + He \frac{dy}{dt} \tag{1}$$

$$m \frac{d^2y}{dt^2} = - He \frac{dx}{dt} \tag{2}$$

oder

$$m \frac{dy}{dt} = - H \cdot e \cdot x;$$

da nun $\frac{dy}{dt} = 0$ ist, wenn $x = 0$ ist, so erhalten wir, wenn wir diesen Wert für $\frac{dy}{dt}$ in Gleichung (1) einsetzen:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + \frac{H^2e^2}{m} x = Xe.$$

Wenn wir diese Gleichung für x integrieren zwischen $x = 0$ und $x = d$, so haben wir, da dx/dt sowohl für $x = 0$ wie für $x = d$ verschwindet:

$$\frac{1}{2} \frac{H^2e^2d^2}{m} = e \int_0^d X dx;$$

wenn V die Potentialdifferenz zwischen den Platten ist, so ist

$$V = \int_0^d X dx;$$

demnach

$$\frac{1}{2} \frac{H^2e}{m} d^2 = V$$

oder

$$\frac{e}{m} = \frac{2V}{H^2d^2}, \tag{3}$$

so daß also auch dann, wenn das Feld nicht gleichförmig ist, e/m durch dieselbe Gleichung wie im Art. 48 gegeben ist.

Die positiven Träger vom glühenden Metall.

Wenn wir diese Methode auf den Fall des Elektrizitätsverlustes von einem heißen Drahte aus anwenden, so finden wir, daß außerordentlich viel größere magnetische Kräfte notwendig sind, um eine Verringerung des Elektrizitätsverlustes zu bewirken, als in dem Falle, daß der Elektrizitätsverlust im Fortgange negativer Elektrizität vom heißen Drahte aus besteht (siehe Seite 163); und selbst bei den größten magnetischen Kräften, die erhältlich sind, ist der Einfluß des magnetischen Feldes auf den Elektrizitätsverlust manchmal

kaum merklich. Die Wirkung eines magnetischen Feldes auf den positiven Elektrizitätsverlust ist, wie der positive Elektrizitätsverlust selbst, unregelmäßig, selbst dann, wenn die Temperatur und der Druck des Gases so konstant wie möglich gehalten werden; die geringsten Änderungen in den Versuchsbedingungen, die schwer kontrollierbar oder auch nur angebbar sind, erzeugen eben große Änderungen in dem Elektrizitätsverlust und in der Wirkung des magnetischen Feldes auf denselben. Es ist wahrscheinlich, daß diese Änderungen einer Änderung in der Natur der Träger der Elektrizität entsprechen. In einigen Fällen wird der Elektrizitätsweggang gar nicht beeinflußt, selbst nicht durch ein magnetisches Feld von 19000 Einheiten. Wenn jedoch die Entladung empfindlich gegenüber dem magnetischen Felde ist, so beobachtet man mit dem Apparat, der bereits beschrieben wurde, bei einer Feldstärke von 19000 Einheiten für den Fall, daß der Druck des Gases etwa 0,007 mm ist, Erscheinungen, die durch die folgenden Angaben im allgemeinen charakterisiert sind; hierbei sind die Zahlen, die angegeben werden, nur Näherungen, da die unregelmäßigen Variationen im Elektrizitätsverlust so groß sind, daß es unmöglich ist, genaue Berechnungen anzustellen; wenn die Potentialdifferenz zwischen der heißen Platte und der Platte, die mit dem Elektrometer verbunden ist, klein ist, sagen wir 3 oder 4 Volt, so war der Elektrizitätsweggang beinahe unterbrochen, sobald das magnetische Feld eingeschaltet wurde; bei einer Potentialdifferenz von 10 Volt reduzierte sich der Weggang durch das magnetische Feld auf ungefähr ein Viertel des ursprünglichen Wertes, mit wachsender Potentialdifferenz verringerte sich der Einfluß des elektrischen Feldes auf den Elektrizitätsfortgang, war aber noch merklich, bis dieselbe 120 Volt erreichte. Wir sehen also, daß in diesem Falle einige Träger die Platte unter einem Potentialfall von 10 Volt erreichen, während andere hierzu eine Potentialdifferenz von 120 Volt benötigen. Wenn e_1/m_1 das Verhältnis von Ladung zu Masse der ersten Träger, e_2/m_2 die der zweiten ist, so wird, wenn wir in Gleichung (3) einsetzen, für

$$H = 19000,\ d = 0{,}3 \text{ und } V = 10 \cdot 10^8 \text{ und } 120 \cdot 10^8$$

$$\frac{e_1}{m_1} = 60,$$

$$\frac{e_2}{m_2} = 720;$$

wenn e_1, e_2 dieselben Ladungen wie die des Wasserstoffions bezeichnen, so würde m_1, m_2 170 resp. 14 mal so groß sein wie die Masse des Wasserstoffatoms; das sind Grenzwerte für e/m, es gibt auch Zwischenwerte. Diese Resultate zeigen an, daß die Elektrizität von Atomen des Metalles (in diesem Falle von Platin) und von Atomen des Gases getragen wird, wobei die ersteren überwiegen. Die Tatsache, daß in

gewissen Fällen der Elektrizitätsverlust nicht durch ein magnetisches Feld beeinflußt wird, selbst wenn die Potentialdifferenz auf ein Volt oder weniger reduziert wird, zeigt, daß in diesem Falle die Ladungen viel größere Masse haben, als den Molekülen des Platins entspricht, sie sind wahrscheinlich Platinstaub.

Drei Stadien des Stromes: nicht gesättigt, gesättigt, Ionenstoß.

Rutherford[1]) wurde durch Experimente über die Geschwindigkeit der Ionen in Luft und bei atmosphärischem Druck ebenfalls zu dem Schluß geführt, daß die Träger, die den Transport der positiven Elektrizität vom heißen Metall aus übernehmen, von sehr verschiedener Art sind.

Wenn auch der Einfluß des magnetischen Feldes auf den Elektrizitätsverlust abnimmt, wenn die Potentialdifferenz wächst, und bei einem bestimmten Stadium verschwindet, so wird dennoch bei weiterem Ansteigen des Potentials ein Stadium erreicht, wo die magnetische Kraft wiederum eine sehr beträchtliche Minderung im Elektrizitätsverlust hervorruft. Dieses Stadium ist in enger Verknüpfung mit der Art, in welcher der Elektrizitätsverlust mit der Potentialdifferenz variiert; wenn wir den Elektrizitätsverlust als Ordinaten, die Potentialdifferenz als Abszissen eines Koordinatensystems nehmen, so hat McClelland[2]) gezeigt, daß der Charakter der Kurve der der Fig. 47

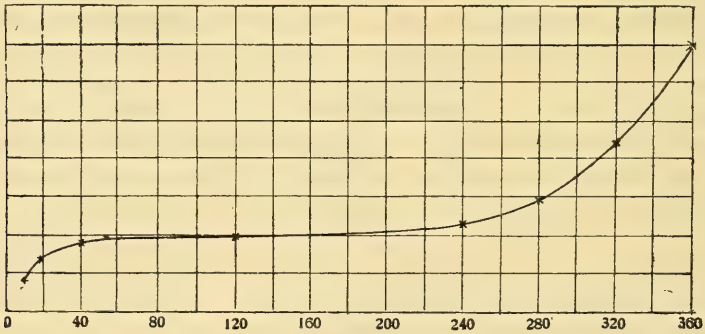


Fig. 47.

ist, daß er also aus drei charakteristischen Stadien besteht: in dem ersten Stadium wächst der Strom schnell mit der Potentialdifferenz, im zweiten ist der Strom gesättigt und ist unabhängig von der Potentialdifferenz, und im dritten wächst wiederum der Strom schnell. Dieser Anstieg ist, wie wir sehen werden, der Bildung frischer Ionen zuzuschreiben, die von den Ionen, die von der heißen Platte kommen, bei ihrer Bewegung durch das Gas erzeugt werden. In diesem Stadium gibt es alsdann sowohl positive wie negative Ionen zwischen den Elektroden, und gerade in diesem Stadium erzeugt dann das

1) Rutherford, Physical Review 13, p. 321, 1901.
2) McClelland, Proc. Camb. Phil. Soc. 11, p. 296, 1902.

magnetische Feld von neuem eine Verringerung des Elektrizitätsverlustes. Die Erklärung hierfür ist, wie ich denke, die, daß das magnetische Feld die Bewegung der negativen Ionen unterbricht, die ja im dritten Stadium den Strom mit tragen helfen, die aber sehr weitgehend durch das magnetische Feld gestaut werden.

Scheinbare Erhöhung des positiven Elektrizitätswegganges durch das magnetische Feld.

Elster und Geitel[1]) fanden, daß öfters, bei ihren Experimenten sogar durchweg, durch das Entweichen der positiven Elektrizität das magnetische Feld nicht verringert, sondern vermehrt wurde; mit dem beschriebenen Apparat und der Anordnung wie auf S. 183 konnte ich nur in einem einzigen Falle einen Anstieg beobachten, und das war in dem, daß die Temperatur hoch und die Potentialdifferenz klein war. Bei sehr hoher Temperatur werden sowohl positive wie negative Ionen an der Platte erzeugt; die negativen Ionen gehen mit großer Geschwindigkeit von der Platte fort, so daß selbst dann, wenn die Platte eine geringe positive Ladung besitzt, die negativen Ionen, die von ihr kommen, die positiven überwiegen und einem Leiter in der Nachbarschaft eine negative Ladung erteilen. Wird das Potential der Platte erhöht, bis der Leiter eine positive Ladung empfängt, so wird die Einschaltung eines magnetischen Feldes oft beträchtlich die positive Ladung des Leiters steigern; diese Steigerung ist jedoch verursacht durch die Stauung des negativen Ionenstroms und nicht durch Beschleunigung des positiven. Wenn die Metallröhre, in der die heiße Platte (Fig. 46) enthalten ist, nicht mit der heißen Platte verbunden wird, sondern an Erde liegt, so wird ein magnetisches Feld oft die positive Ladung, welche die Platte erhält, erhöhen; dies ist jedoch im wesentlichen der Ablenkung der positiven Ionen von der Röhre zur kalten Platte hin durch das magnetische Feld zuzuschreiben.

Theorie einer experimentell möglichen Bestimmung von e/m.

106. Wir könnten den Wert für e/m für die Träger der Elektrizität durch folgende Methode bestimmen, welche anwendbar ist, wenn der Strom durch Ionen von einem Vorzeichen getragen wird, und wenn der Druck des Gases so niedrig ist, daß wir den Widerstand des Gases bei der Bewegung der Ionen vernachlässigen können. Der Strom fließt zwischen zwei Platten; die eine sei die heiße Platte oder eine andere Ionenquelle. Die x-Achse verlaufe rechtwinklig zur Platte, ferner sei V die Potentialdifferenz zwischen der heißen Platte und einem Punkte, dessen Koordinate x ist, ϱ die Dichte der Elektrizität, dann ist

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -4\pi\varrho. \qquad (1)$$

Wenn v die Geschwindigkeit des Ions im Punkte x, v_0 die, wenn es die Platte verläßt, m seine Masse und e seine Ladung, so ist

1) Elster u. Geitel, Wied. Ann. 38, p. 27, 1889.

$$\tfrac{1}{2}\, m(v^2 - v_0^2) = Ve; \qquad (2)$$

da aber alle Ionen von einem Vorzeichen sind, so ist der Strom i pro Einheitsquerschnitt gleich $v\varrho$, so daß aus (1) und (2) folgt:

$$\left(v_0^2 + \frac{2e}{m} V\right)\left(\frac{d^2V}{dx^2}\right)^2 = 16 \cdot \pi^2 i^2; \qquad (3)$$

wenn wir diese Gleichung integrieren, so erhalten wir, wenn wir X für dV/dx schreiben:

$$X^2 = C + \frac{8\pi i \cdot m}{e}\left\{v_0^2 + \frac{2e}{m} V\right\}^{\frac{1}{2}};$$

wenn demnach X der Wert an der kalten Platte ist, X_0 der an der heißen, V die Potentialdifferenz zwischen den Platten und C die Integrationskonstante, so wird

$$X^2 - X_0^2 = \frac{8\pi i \cdot m}{e}\left[\left\{v_0^2 + \frac{2e}{m} V\right\}^{\frac{1}{2}} - v_0\right];$$

wenn X' und X_0', i' und V' entsprechende Werte eines zweiten Experimentes sind, so haben wir:

$$X'^2 - X_0'^2 = \frac{8\pi i' \cdot m}{e}\left[\left\{v_0^2 + \frac{2e}{m} V'\right\}^{\frac{1}{2}} - v_0\right];$$

wenn demnach

$$(X^2 - X_0^2)/8\pi i = \xi, \qquad (X'^2 - X_0'^2)/8\pi i' = \xi$$

ist, so haben wir:

$$\frac{e^2}{m^2}\xi^2 + 2v_0 \frac{e}{m}\xi = \frac{2e}{m} V,$$

$$\frac{e^2}{m^2}\xi'^2 + 2v_0 \frac{e}{m}\xi' = \frac{2e}{m} V'$$

$$\frac{e}{m}\xi\xi'(\xi - \xi') = 2(V\xi' - V'\xi), \qquad (4)$$

eine Gleichung, mit welcher wir e/m aus den bekannten ξ, ξ', V und V' bestimmen können. Um ξ und ξ' zu bestimmen, bedürfen wir der Kenntnis der Werte von X an den beiden Platten. Diese können wir folgendermaßen erhalten: Da der Druck sehr niedrig ist, können wir durch unabhängige Elektroden Kathodenstrahlen in dem Gefäße, in dem der Elektrizitätsverlust stattfindet, erzeugen; wenn wir die Elektroden so anordnen, daß ein schmales Bündel dieser Strahlen zunächst dicht an der einen Platte und dann an der zweiten vorbeigeht, und wenn wir die elektrostatische Deflektion der Strahlen messen, so können wir aus dieser Deflektion die elektrische Kraft berechnen und dann aus Gleichung (4) den Wert von e/m.

Einfluß des Gases auf die Größe des Elektrizitätsverlustes.

Dissoziation der Gase.

107. Wir haben gesehen, daß bei dem besten Vakuum, das man erreichen kann, ein Metall beim ersten Einsetzen des Glühens positive

Elektrizität abgibt und dann bei bedeutend höheren Temperaturen ebenso viel negative Elektrizität wie positive, und daß der Anteil der negativen Elektrizitätsabgabe schneller mit der Temperatur wächst als der der positiven, so daß bei sehr hohen Temperaturen der negative Elektrizitätsverlust beträchtlich den positiven überragt. Um demnach zu bewirken, daß ein Metall positive Elektrizität hergibt, müssen wir eine bestimmte Energiemenge seiner Oberfläche zuführen und eine noch größere Menge, um die Hergabe negativer Elektrizität zu veranlassen: wenn das glühende Metall von einem Gase umgeben ist, das unter beträchtlichem Drucke steht, so finden wir, daß die Natur des Gases einen sehr ausgesprochenen Einfluß auf den Elektrizitätsverlust ausübt. Der Autor[1]) hat gezeigt, daß Gase wie etwa die Dämpfe von Jod, Brom, Chlor, Jodwasserstoffsäuregas, Bromwasserstoffsäuregas oder Salzsäuregas oder die Dämpfe von Jodkalium, Ammoniak, Chlornatrium, Kaliumchlorid, die in der Hitze sich dissoziieren, die Elektrizität in ganz anderer Größenordnung leiten, wie Luft, Wasserstoff und Stickstoff, die hierbei keine Dissoziation erleiden; also liefern die dissoziierbaren Gase einen viel größeren Betrag an Ionen als die anderen: selbst bei diesen dissoziierbaren Gasen wird bei weitem der größere Teil der Dissoziation dort erfolgen, wo das Gas im Kontakt mit den glühenden Elektroden ist; dies wird durch Experimente, die auf S. 172 beschrieben sind, dargetan.

Metalldämpfe.

Die Dämpfe einiger Metalle leiten sehr gut; von den Metallen untersuchte ich Natrium, Kalium, Thallium, Kadmium, Wismut, Blei, Aluminium, Magnesium, Zinn, Zink, Silber und Quecksilber; Natrium und Kalium hatten die höchste Leitfähigkeit, während die Dämpfe von Quecksilber, Zinn, Thallium keinen größeren Einfluß als Luft zu haben schienen; so daß die geringe Leitfähigkeit, die tatsächlich beobachtet wurde, der Gegenwart von Luft und nicht der von Metall zuzuschreiben sein dürfte.

Bestimmung der Arbeit, die erforderlich ist, um ein Gas zu ionisieren aus dem Elektrizitätsverluste in heißen Gasen.

Theorie der Dissoziationsarbeit durch die Wärme.

108. Durch Messung des Stromes, der durch ein Gas fließt, können wir die Zahl der Ionen pro Volumeneinheit bestimmen, wenn wir die Geschwindigkeit der Ionen in einem gegebenen elektrischen Felde kennen; denn wenn R_1 und R_2 die Geschwindigkeiten im Felde Eins für das positive und negative Ion bedeuten, n die Zahl der Ionen (jedes Zeichens) pro Kubikzentimeter, i den Strom bei der elektromotorischen Kraft X, so ist

$$i = n\ R_1 + R_2)e\,X.$$

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. V, 29, pp 358, 441; 1890.

Wenn diese Ionen aus dem Gase stammen, so können wir die Moleküle des Gases als Dissoziationsquellen für positive und negative Ionen betrachten und diese wieder bei ihrer Vereinigung als Bildner neutraler Moleküle; das Problem der Bestimmung des Verhältnisses zwischen der Ionenzahl und der Zahl der neutralen Moleküle ist das gleiche wie das, eine Beziehung zu finden zwischen den Atomen und Molekülen eines Gases, das sich im Dissoziationszustande befindet. Dieses Problem ist gelöst, und die Gleichung, die die Abhängigkeit der Zahl freier Atome von der Temperatur angibt, ist aufgestellt (siehe Willard Gibbs, Equilibrium of Heterogeneous Substances, p. 239; Boltzmann, Wied. Ann. XXII, p. 39; J. J. Thomson, Applications of Dynamics to Physics and Chemistry, p. 193). Solange die Zahl freier Ionen klein ist im Vergleich mit der Zahl der neutralen Moleküle, wie das in dem Falle der Ionisation eines Gases durch die Wärme stattfindet, ist, wenn n die Zahl der Ionen pro Volumeneinheit bedeutet,

$$n^2 = p\Phi(\theta)e^{-\frac{w}{R\cdot\theta}},$$

wo p der Druck der neutralen Moleküle, θ die absolute Temperatur, w die Arbeit ist, die erforderlich ist, um ein Gramm der Moleküle des Gases zu ionisieren, R die Gaskonstante der Gleichung $p = R\varrho\theta$ für das neutrale Gas, ϱ die Dichte des Gases, $\Phi(\theta)$ eine Funktion von θ, die sich nicht schnell mit der Temperatur ändert, so daß, wenn die Zahl der Ionen sich sehr schnell mit der Temperatur ändert, wie dies ja im Fall der Leitfähigkeit im Gase zutrifft, die Veränderung des n wesentlich bestimmt ist durch den Faktor $e^{-\frac{w}{R\cdot\theta}}$.

Experimentelle Bestimmung d. Ionisationsarbeit für Luft.

Wenn demnach n_1, n_2 die Anzahl freier Ionen bei der Temperatur θ_1 und θ_2 bedeutet, so haben wir näherungsweise, wenn wir $\Phi(\theta)$ und w als Konstante betrachten:

$$\log\frac{n_2^2}{n_1^2} = \frac{w}{R}\left\{\frac{1}{\theta_1} - \frac{1}{\theta_2}\right\};$$

bestimmen wir also n_2/n_1, indem wir den Strom im heißen Gase messen, so können wir w finden. Nach dieser Methode fand H. A. Wilson[1]), daß für Luft etwa 2100 Kalorien erforderlich sind, um ein Gramm Luft zu ionisieren. Da die Ionisation des Gases in der Trennung von positiven und negativen Ladungen besteht, ist es natürlich, daß man die Arbeit, die notwendig ist, um diesen Prozeß zu bewirken, durch die Bewegung der Ladung des Ions in einem bestimmten Potentialfall ausdrückt. Wenn V die Potentialdifferenz, e die Ladung des Ions, n die Zahl der Moleküle in einem Gramm Luft, m die Masse der Moleküle bedeutet, so haben wir:

1) H. A. Wilson, Phil. Trans. A. 197, p. 415, 1901.

$$neV = 2100 \text{ Kalorien} = 2100 \cdot 4{,}2 \cdot 10^7 \text{ ergs}; \; nm = 1;$$

demnach

$$\frac{e}{m} V = 2{,}1 \cdot 4{,}2 \cdot 10^{10};$$

für Wasserstoff ist $e/M = 10^4$, wenn M die Masse eines Atoms Wasserstoff bedeutet; wenn demnach die Ladung des Ions die gleiche ist wie für Wasserstoff, so haben wir für Luft $e/m = 10^4/28$, demnach

$$V = 2{,}5 \cdot 10^8 = 2{,}5 \text{ Volt}.$$

Es ist demnach die Arbeit, die bei der Ionisation eines Luftmoleküles geleistet wird, äquivalent der Bewegung einer Ladung in einem Gefälle von 2,5 Volt.

Die Verteilung des Potentials in der Nähe glühender Elektroden.

109. Wir wollen uns auf den Fall beschränken, daß der Strom zwischen zwei parallelen ebenen Elektroden fließt. Wenn eine dieser Elektroden heiß, die andere kalt ist — zu kalt um irgend eine Ionisation an ihrer Oberfläche zu bewirken —, dann wird der Strom ganz von Ionen eines Vorzeichens getragen, und die elektrische Kraft wird demnach fortgesetzt von der heißen Platte aus bis zur kalten wachsen und (siehe Art. 101) die Verteilung des Potentials wird durch eine Kurve, ähnlich der in Fig. 48, dargestellt sein, wo die untere Elektrode die heißere der beiden ist. Ähnliche Kurven werden die Verteilung des Potentials darstellen, wenn beide Platten heiß sind, die Temperatur der negativen Platte aber nicht heiß genug ist, um negative und positive Ionen an ihrer Oberfläche zu erzeugen, denn es ist klar, daß in diesem Falle der Strom nur von positiven Ionen getragen sein würde. Wenn jedoch beide Platten heiß genug sind, um das Gas zu ionisieren, und die negative so heiß ist, daß sowohl negative wie positive Ionen erzeugt werden, so werden wir, wenn das Feld so stark ist, daß die Mehrzahl der positiven Ionen von der positiven Platte und der negativen Ionen von der negativen Platte fortgetrieben werden, einen Überschuß von positiven Ionen an der negativen Platte haben, so daß an ihr die Potentialkurve konkav sein wird. An der positiven Platte wird aber ein Überschuß von negativen Ionen vorhanden sein, wodurch die Potentialkurve konvex wird, und ihr Verlauf wird wie die

Potentialverteilung in Flammengasen.

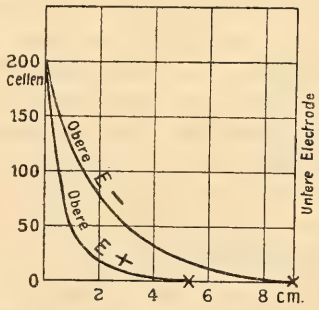


Fig. 48.

obere Kurve in Fig. 49 sein, wo dann das gerade Stück in der Mitte anzeigt, daß, ausgenommen in der Nähe der Platte, nahezu die gleiche Anzahl positiver und negativer Ionen vorhanden sind. Kurven, ähnlich wie diese, wurden für die Verteilung des Potentials von H. A. Wilson[1]) und Marx[2]) erhalten.

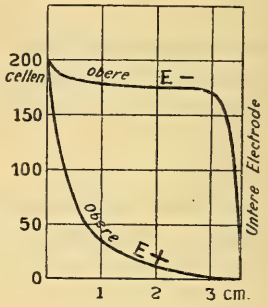


Fig. 49.

Abhängigkeit vom Elektrodenmaterial.

Wenn die heißen Platten von verschiedenem Material hergestellt sind, so zeigten Pettinelli und Marolli[3]), daß die Größe des Stromes davon abhängt, was für ein Metall als Kathode benutzt wurde, so daß z. B. mit Elektroden aus Kohle und Eisen der Strom in dem Fall, daß Kohle Kathode war, drei oder viermal so groß war als in dem, daß Eisen Kathode war: sie stellten fest, daß der Strom um so größer war, je poröser die Substanz war, die als Kathode benutzt wurde. Diese Erscheinungen sind viel ausgeprägter bei hoher als bei niederer Temperatur; es ist wahrscheinlich, daß sie nicht eher auftreten, bis die Temperatur hoch genug ist, um negative Ionen zu erzeugen.

Unipolare Leitung in ihrer Abhängigkeit von d. Ionengeschwindigkeit; Abhängigkeit der letzteren von d. Temperatur.

Der Unterschied in den Geschwindigkeiten der Ionen erzeugt sehr ausgeprägte unipolare Erscheinungen in den Stromwerten, z. B. ist der Strom bei gleicher elektromotorischer Kraft viel größer in einer Richtung als in der anderen; wir können sehr leicht den Grund hierfür einsehen; denn wenn wir den Fall annehmen, daß nur eine Elektrode heiß genug ist, um das Gas zu ionisieren, so sehen wir aus Gleichung (1) S. 189, daß der Strom proportional der Geschwindigkeit des Ions im Felde Eins ist, welches den Strom trägt. Da die Geschwindigkeit des negativen Ions größer ist als die des positiven, so wird der Strom größer sein, wenn er vom negativen als vom positiven Ion getragen wird. Es muß daran erinnert werden, daß das Verhältnis der Geschwindigkeiten der Ionen, die an glühendem Metall erzeugt werden, sehr weitgehend von der Temperatur abhängig ist. So fand McClelland[4]), der es in Luft von gewöhnlicher Temperatur gemessen hat (die Ionen wurden vom glühenden Draht zur Beobachtungsstelle hingeblasen), daß die Geschwindigkeit der negativen Ionen nur 25% größer war als die der positiven, während H. A. Wilson[5]), der dieses Verhältnis bei hohen Temperaturen für die Ionen maß, wenn Salze in Flammen oder in heißer Luft ver-

1) H. A. Wilson, Phil. Trans. A. 192, p. 499, 1899.
2) E. Marx, Drudes Ann. 2, p. 768, 1900.
3) Pettinelli u. Marolli, Atti della Ac. dei Lyncei 5, p. 136, 1896.
4) McClelland, Proc. Camb. Phil. Soc. 10, p. 241, 1899.
5) H. A. Wilson, Phil. Trans. A. 192, p. 499, 1899.

flüchtet wurden, fand, daß bei einer Temperatur von 1000° C die Geschwindigkeit der negativen Ionen für die Salze der Alkalimetalle 3,6 und für die der Alkalierden 7 mal so groß war als die der positiven. Bei 2000° C war die Geschwindigkeit der negativen Ionen für die Alkalimetalle 17 mal so groß als die der positiven. Die absoluten Werte sind noch mehr voneinander unterschieden; so fand McClelland für die Geschwindigkeit im Potentialfall von einem Volt pro cm, Geschwindigkeiten, die von 0,006 cm/sek. bis zu 0,03 cm/sek. rangierten, während Wilson bei 1000° C 26 cm/sek. für die negativen und 7,2 cm/sek. für die positiven fand; bei 2000° C waren die entsprechenden Werte 1030 cm/sek. und 62 cm/sek.

Neuntes Kapitel.

Ionisation in Flammengasen.

110. Seit mehr als einem Jahrhundert ist es bekannt, daß die Flammengase Leiter der Elektrizität sind: eine wohlbekannte Anwendung dieser Erscheinung — die Entladung der Elektrizität von der Oberfläche eines Nichtleiters, durch Überstreichen derselben mit einer Flamme — wurde von Volta bei seinen Experimenten über Kontaktelektrizität verwandt. Wir beabsichtigen nicht, einen historischen Abriß der früheren Experimente über diesen Gegenstand zu geben, weil die Versuchsbedingungen im allgemeinen derartige waren, daß die Interpretation der erhaltenen Resultate meist recht schwierig und oft zweideutig ist. Der Grund hierfür ist leicht ersichtlich — um die elektrischen Bedingungen der Flamme zu untersuchen, werden im allgemeinen Drähte in dieselben eingeführt; diese werden glühend, und so kommen zum elektrischen Phänomen in der Flamme die sehr komplizierten Erscheinungen, die wir im letzten Kapitel bereits diskutiert haben.

Die Ionen in und von Flammen.

Die Gase, die von der Flamme kommen, besitzen selbst dann, wenn sie in einiger Entfernung von ihr durch die umgebende Luft abgekühlt sind, noch für eine Zeitlang beträchtliche Leitfähigkeit und entladen einen isolierten Leiter, der sich in ihrem Bereich befindet. Die Leitfähigkeit kann vollständig dem Gase entzogen werden, wenn man es durch ein starkes elektrisches Feld hindurchgehen läßt; ein solches Feld entzieht dem Gase die Ionen, indem es diese zu den Elektroden hintreibt, so daß, wenn das Gas aus dem Felde tritt, seine Leitfähigkeit fort ist, trotzdem seine chemische Zusammensetzung unverändert geblieben ist. Dieses Resultat zeigt, daß keine ungeladenen radioaktiven Substanzen in der Flamme erzeugt werden, denn diese würden nicht durch das Feld entfernt werden, so daß, wenn sie existierten, die Leitfähigkeit des Gases nicht durch das Feld zerstört würde. Werden die Ionen aus dem Gase nicht durch ein elektrisches Feld entfernt, so haben sie eine sehr lange Lebensdauer. So z. B. hat Giese bei einigen Experimenten die Beobachtung gemacht, daß das Gas eine beträchtliche Leitfähigkeit sechs oder sieben Minuten lang

nach Verlassen der Flamme behielt. Die Ionen stoßen wohl auf irgendwelche Teilchen, die in der Luft vorhanden sind, sie belasten sich und infolgedessen bewegen sie sich langsam, so daß der Betrag, der auf Rekombinationen kommt, außerordentlich klein wird. McClelland[1]) zeigte, daß die Geschwindigkeit der Ionen in einem gegebenen elektrischen Felde außerordentlich abnimmt, wenn sie sich von der Flamme entfernen, so fand er nahe der Flamme die Geschwindigkeit von 0,23 cm/sek. pro Volt pro Zentimeter, während in einiger Entfernung weiter fort die Geschwindigkeit nur 0,04 cm/sek. war. Belastung der Ionen in kälteren Teilen.

Um einen Leiter mittels einer Flamme zu entladen, ist es nicht notwendig, daß er dort hingebracht wird, wo das Gas von der Flamme an ihm vorbeistreichen muß; so wird er z. B. auch entladen werden, wenn er neben eine Bunsenflamme gestellt wird. Die Erklärung hierfür ist, daß das elektrische Feld, das dem geladenen Leiter zukommt, sich bis zur Flamme erstreckt und die Ionen entgegengesetzten Vorzeichens aus der Flamme zum Leiter hinzieht.

Ionisiertes Gas wird von Gasflammen, ob sie leuchtend sind oder nicht, erzeugt, ferner von der Knallgasflamme, von der Alkoholflamme einer Spirituslampe, von Kohlenoxydflammen; es wird jedoch nicht erzeugt in Flammen von sehr niederer Temperatur, wie in der schwach leuchtenden Flamme des Äthers. Hiernach ist zur Erzeugung ionisierten Gases hohe Temperatur sowohl als auch chemische Umwandlung erforderlich. Daß chemische Umwandlung allein nicht ausreicht, um Ionisation zu erzeugen, läßt sich im Falle von Wasserstoff und Chlor zeigen; sie leiten nicht, selbst dann nicht, wenn sie sich unter Einwirkung ultravioletten Lichtes verbinden.[2]) Braun[3]) zeigte, daß bei der explosiven Welle, die bei der Verbindung gewisser Gase erzeugt wird, eine Ionisation auftritt, aber in diesem Falle ist auch sehr hohe Temperatur vorhanden. Hohe Temperatur ist notwendig zur Ionenerzeugung.

In der Leuchtgasflamme sind die Stellen, wo das Gas in Berührung mit der Luft kommt, und wo die größte Verbrennung stattfindet, positiv elektrisch, während das Innere der Flamme negativ ist. Hierin liegt die Ursache für die Erscheinung, die auftritt, wenn ein negativ elektrisierter Körper in die Nähe von Flammen gebracht wird; der leuchtende Teil kehrt sich dem negativen Körper zu, und wenn dieser nahe genug ist, so streckt er sich aus, bis er in Kontakt mit ihm kommt; wenn die Flamme zwischen zwei entgegengesetzt geladene Platten gebracht wird, so wird der glänzende äußere Teil der Flamme gegen die negative Platte gezogen, während der innere Teil sich weniger ausgesprochen gegen die positive Platte bewegt. Verteilung von positiver und negativ. Elektrizität in Flammen ohne Elektroden.

1) McClelland, Phil. Mag. V, 46, p. 29, 1898.
2) J. J. Thomson, Proc. Camb. Phil. Soc. XI, p. 90, 1901.
3) Braun, Zeitschr. f. Phys. Chemie 13, p. 155, 1894.

Diese Erscheinung wird illustriert durch Figur 50, die einer Abhandlung von Neureneuf[1]) entnommen ist. Bei einigen Experimenten, die von Holtz[2]) angestellt wurden, von dem auch Figur 51 herrührt, wurde die Flamme durch das elektrische Feld zwischen zwei Platten in zwei Schichten geteilt; der Leser wird außerdem manch anderes interessantes Experiment über den Einfluß des elektrischen Feldes auf die Flamme in den Abhandlungen von Neureneuf und Holtz finden.

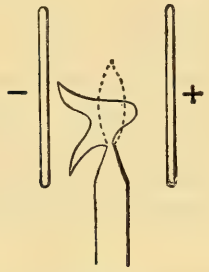


Fig. 50.

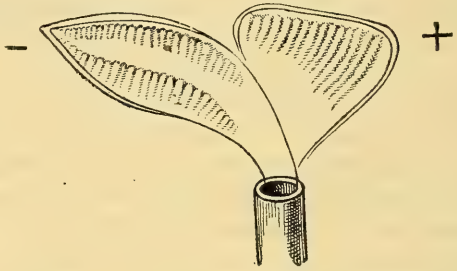


Fig. 51.

Es scheint aus diesen Experimenten hervorzugehen, daß in dem leuchtenden Teile der Flamme, wo eine Verbrennung statthat, ein Überschuß positiver Elektrizität existiert, während in dem unverbrannten Leuchtgase ein Überschuß von negativer Elektrizität existiert, eine Erscheinung, die seit längerer Zeit bekannt ist und von Pouillet[3]) entdeckt wurde. Wenn Wasserstoff und Sauerstoff durch die Wärme ionisiert werden, so werden, da die negativen Ionen des Sauerstoffs sich mit den positiven des Wasserstoffs verbinden, um Wasser zu bilden, die negativen Sauerstoffionen und die positiven Wasserstoffionen verbraucht werden, und es wird ein Überschuß von positiver Elektrizität im Sauerstoff und von negativer im Wasserstoff bleiben. Es ist ferner möglich, daß bei einer Temperatur, die der eines kräftigen Glühzustandes in einem festen Körper entspricht, die Moleküle des Gases sich wie die eines festen Körpers verhalten und negative Elektronen abgeben; hierdurch würde es verständlich, daß die heißeren Teile der Flamme positiv, die kälteren negativ elektrisch werden. Wenn wir, wie bei leuchtenden Flammen, kleine Teile fester Kohle haben, die bei hoher Temperatur lebhaft glühen, so sind die elektrischen Erscheinungen kompliziert durch die glühender Körper, die, wie wir im letzten Kapitel gesehen haben, sehr verwickelte Phänomene darstellen.

1) Neureneuf, Annales de Chim. et de Phys. V, 2, p. 473, 1874.
2) Holtz, Carl Répert, 17, 269, 1881.
3) Pouillet, Ann. de Chim. et de Phys. 35, p. 410, 1827.

Werden zwei Drähte durch ein empfindliches Galvanometer verbunden und in verschiedene Teile der Flamme gebracht, so fließen Ströme durch das Galvanometer; angenommen nun, einer der Drähte ist in den kälteren inneren Teil der Flamme gebracht, wo ein Überschuß von negativer Elektrizität vorhanden ist, während der andere Draht mehr an die Außenseite der Flamme gebracht wird, wo ein Überschuß positiver Elektrizität sein wird, so wird, wenn wir irgend welche Ionisation, die vom Drahte aus stattfindet, vernachlässigen, ein Strom von dem äußeren heißen Teile der Flamme zu dem kalten inneren Teile durch das Galvanometer fließen: der Draht im äußeren Teile wird jedoch glühend werden, und wenn seine Temperatur nur so weit ansteigt, daß nur positive Ionen an seiner Oberfläche erzeugt werden, dann wird ein elektrischer Strom vom heißen zum kalten Teile der Flamme durch die Flamme fließen und so in entgegengesetzter Richtung zu dem vorigen Strom. Wenn jedoch der Draht so heiß ist, daß er mehr negative als positive Ionen emittiert, so würde die Wirkung des Glühens der Drähte den ersten Strom verstärken, anstatt ihn zu verringern, den Strom nämlich, der der Flamme selbst zuzuschreiben ist. Wir sehen demnach, daß diese Ströme in recht komplizierter Weise sich mit der Temperatur ändern. Zur Orientierung über diese Ströme, die so von einer Flamme erhalten werden können, und über andere elektrische Eigenschaften der Flammen verweisen wir den Leser auf die Abhandlungen von Erman[1]), Hankel[2]), Hittorf[3]), Braun[4]), Herwig[5]) und speziell auf Giese[6]), der der erste war, der vermutete, daß die Leitung der Elektrizität durch Flammen und heiße Gase der Bewegung geladener Ionen durch das Gas zuzuschreiben wäre; ein sehr vollständiger Bericht über diese Untersuchungen ist in Wiedemanns Elektrizität, Bd. IV B, Kap. 4 enthalten.

Leitung der Gase, die Salzdämpfe enthalten.

111. Wenn Salzdämpfe in eine Flamme eingeführt werden, so wird die Leitfähigkeit zwischen metallischen Elektroden außerordentlich gesteigert, und die elektrischen Eigenschaften sind einfacher und regelmäßiger als in reinen Flammen; die Gesetzmäßigkeiten des Elektrizitätsdurchgangs durch diese salzbeladenen Flammen wurden von Arrhenius[7]) und H. A. Wilson[8]) untersucht. Die von Arrhe- Arrheniussches Gesetz.

1) Erman, Gilbert. Ann. 11, p. 150, 1802; 22, p. 14, 1806.
2) Hankel, Pogg. Ann. 81, p. 213, 1850; 108, p. 146, 1859.
3) Hittorf, Pogg. Ann. 136, p. 197, 1869; Jubelbd. p. 430, 1874.
4) Braun, Pogg. Ann. 154, p. 481, 1875.
5) Herwig, Wied. Ann. 1, p. 516, 1877.
6) Giese, Wied. Ann. 17, pp. 1. 236. 519, 1882; 38, p. 403, 1889.
7) Arrhenius, Wied. Ann. 42, p. 18, 1891.
8) H. A. Wilson, Phil. Trans. A. 192, p. 499, 1899.

nius angegebene und auch von Wilson wieder benutzte Methode, das Salz in die Flamme einzuführen, war die folgende: eine verdünnte Lösung des Salzes wurde in einen Gouy-Zerstäuber, der außerordentlich feine Tropfen lieferte, gebracht; die Salzdämpfe vom Zerstäuber wurden gut mit Leuchtgas gemischt, bis sie zum Brenner kamen und in der Flamme verdampften, so daß das Wasser und das Salz sich verflüchteten. Die Salzmenge, die der Flamme pro Zeiteinheit zugeführt wurde, wurde dadurch geschätzt, daß eine Salzperle, die in die gleiche Flamme gebracht wurde, so eingestellt wurde, daß sie die gleiche Färbung erzeugte, wie die durch den Zerstäuber in der Originalflamme erzeugte Färbung. Nach bestimmter Zeit wurde ihre Gewichtsabnahme bestimmt. Die benutzten Salze waren hauptsächlich Haloide und Oxysalze der Alkalimetalle und Erden.

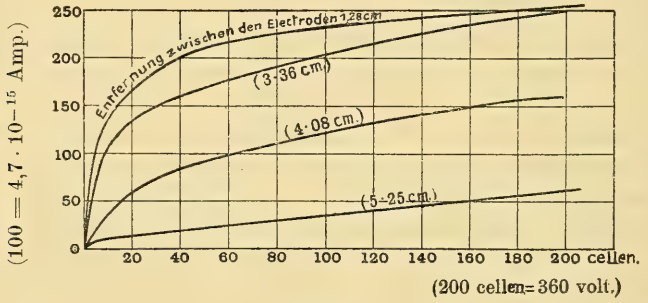


Fig. 52.

Die Leitfähigkeit, die dem Salze zuzuschreiben ist, wurde dadurch bestimmt, daß man von dem für die Salzflamme beobachteten Strom den Strom abzog, der mit gleicher elektromotorischer Kraft in der reinen Flamme erhalten wurde. Es ergab sich, daß bei geringer Konzentration der Lösungen äquivalente Lösungen[1]) aller Salze ein und desselben Metalles der Flamme die gleiche Leitfähigkeit erteilen. Bei großer Konzentration ist dies jedoch nicht länger der Fall, die Oxysalze geben alsdann größere Leitfähigkeit als die Haloidsalze. Nach Arrhenius werden alle Salze in der Flamme in Hydroxyde verwandelt, so daß, welche Metallsalze man auch immer nimmt, das Metall in der Flamme stets als das gleiche Salz auftritt. Der Zusammenhang zwischen Stromstärke und elektromotorischer Kraft wird durch Figur 52 dargestellt, die der Abhandlung von Wilson entnommen ist: wir sehen, daß die Kurven in vieler Hinsicht denen der Fig. 4 gleichen, die den Verlauf für ein typisch ionisiertes Gas dar-

Über den Sättigungsstrom in der Flamme.

1) Äquivalente Lösungen sind solche, in denen der Salzgehalt pro Liter proportional dem Molekulargewicht ist.

stellen. Es existiert hier jedoch ein sehr ausgeprägter Unterschied; in der typischen Kurve ist der gestreckte Teil horizontal, d. h. der Strom wächst nicht mehr mit der elektromotorischen Kraft; im Falle der Salzdämpfe ist der geradlinige Teil unter einem endlichen Winkel zur Horizontale geneigt, was einen langsamen, aber stetigen Anstieg des Stromes mit der elektromotorischen Kraft erweist. Der Grund dieses Unterschiedes zwischen normalen Kurven und der Kurve für die Flamme ist, wie ich denke, der, daß im letzteren Falle die Ionisation näher an der Oberfläche der Elektroden stattfindet (den Beweis hierfür siehe S. 172). Wir haben demnach zwei Quellen der Ionenerzeugung, so daß, um den Strom zu sättigen, wir alle Ionen aus beiden Quellen aufbrauchen müssen, d. h. alle negativen Ionen, die an der negativen Elektrode erzeugt werden, wie alle positiven an der positiven Elektrode; alle Ionen, die in das Gas hineinkommen, müssen verbraucht werden, um den Strom zu tragen. Nun ist, wie wir sehen werden, die Geschwindigkeit der negativen Ionen in Flammengasen, die Salzdämpfe enthalten, sehr viel größer als die der positiven, so daß die negativen Ionen viel leichter von der negativen Elektrode loskommen als die langsam sich bewegenden positiven Ionen von der positiven Elektrode: demnach wird der negative Ionenzufluß viel eher erschöpft sein als der positive. Wenn der ganze Strom von negativen Ionen getragen würde, so würde er in dem Augenblick gesättigt sein, wo der Nachschub dieser Ionen erschöpft wäre; in praxi aber wird ein geringer Bruchteil des Stromes von positiven Ionen getragen, so daß, nachdem der Vorrat an negativen Ionen erschöpft ist, der Strom noch langsam weiter für einen großen Spielraum von Potentialdifferenzen wachsen wird, bis schließlich der Vorrat von positiven Ionen ebenfalls erschöpft ist; erst dann wird der Strom unabhängig von der Potentialdifferenz zwischen den Elektroden. Der Unterschied zwischen der Feldstärke, die erforderlich ist, um alle Ionen von der negativen und positiven Elektrode wegzutreiben, wird gut illustriert durch ein Experiment von Wilson, in welchem nur eine der Elektrode heiß, die andere zu kalt war, um Veranlassung zu einer Ionisation zu geben; in diesem Falle war der Strom gesättigt, wenn die heiße Elektrode negativ war, mit einer verhältnismäßig geringen Potentialdifferenz, während es eine außerordentlich große Potentialdifferenz erforderte, um den Strom zu sättigen, wenn die heiße Elektrode positiv war.

Ein anderer Beweis, der zu dem hinzukommt, der auf Seite 172 gegeben wurde, daß nämlich die Ionisation an der Elektrode größer ist als im Volumen des Gases, wird durch Experimente erbracht, die mit Elektroden in verschiedenen Abständen angestellt wurden.

Oberflächendissoziation und Volumdissoziation.

Wenn die Ionisation allein im Volumen des Gases und überhaupt nicht an den Elektroden stattfände, so müßte der Sättigungsstrom

proportional sein der Entfernung zwischen den Elektroden. Im Falle der Flammenleitung hat aber Wilson[1]) gezeigt, daß der Sättigungsstrom sehr nahe unabhängig von der Entfernung der Elektroden ist, falls die Temperatur der oberen Elektrode durch elektrische Heizung bei der Entfernung konstant gehalten wird. Folgende Tabelle ist der Arbeit Wilsons entnommen:

Einfluß der Elektrodentemperatur auf die Ionisation.

Entfernung der Elektrode in cm	Strom	
	Obere positive Elektrode nicht geheizt	Obere positive Elektrode geheizt
1,3	235	235
3,0	236	234
4,2	180	230
6,2	18	227
8,0	10	235

Bei 6 cm Entfernung war die obere Elektrode nur noch im Zentrum rot und bei 10 cm „nicht sichtbar heiß".

111a. Der Einfluß, den die Temperatur der Anode auf die Ionenmenge in der Flamme hat, läßt sich in Verbindung mit diesem Experiment auch durch Messung des Potentialgefälles und Bestimmung der freien Elektrizität an den Elektroden aus dem Gefälle mit Hilfe der Poissonschen Gleichung zeigen.[2]) Das positive Polarisationsgebiet an der Kathode nimmt mehr und mehr ab, wenn die Anode an die Begrenzung der Flamme rückt, und nimmt wieder zu, wenn die Elektrode elektrisch geheizt wird.

Verschwinden der Unipolarität.

Aber auch wenn beide Elektroden innerhalb der Flamme, die Anode nicht am Rande der Flamme ist, läßt sich nach Marx[3]) der Einfluß der Temperatur der Anode, also das Verschwinden der sogenannten „negativen unipolaren Leitung" der Flamme leicht nachweisen, wenn man mit elektromotorischen Kräften arbeitet, die unterhalb $^1/_{20}$ Volt liegen, also innerhalb der Grenze, wo nach Arrhenius' Nachweis das Ohmsche Gesetz noch gilt. Legt man an zwei Elektroden innerhalb der Flamme eine Potentialdifferenz von $^1/_{20}$ Volt und erhitzt die Anode durch einen Heizstrom, so steigt der Strom mächtig an, während bei gleicher Anordnung, bei 10 Volt Potentialdifferenz, absolute unipolare Leitung zu beobachten ist. Die Erklärung liegt im Vermeiden positiver Sättigungs-Polarisationsgebiete bei Verwendung geringer E. M. K.[3])

Leitfähigkeit bei Alkalisalzzerstäubung.

112. *Leitfähigkeit, die der Flamme durch Salze der verschiedenen Alkalimetalle unter Konstanthaltung der Temperaturbedingungen der Potentialdifferenz und Konzentration erteilt wird.* Die Caesiumsalze

1) H. A. Wilson, Phil. Trans. A. 193, p. 499, 1900.
2) E. Marx, Drudes Ann. IV, Bd. 2, p. 777, 1900.
3) E. Marx, Verh. d. D. Phys. Ges. V, p. 446, 1903.

leiten am besten und dann folgen der Reihenfolge nach die Salze von Rubidium, Kalium, Natrium, Lithium und Wasserstoff. Die Reihenfolge der Leitfähigkeiten ist die gleiche wie die der Atomgewichte der Metalle, und der Unterschied in den Metallen ist sehr groß, wie dies durch die folgende Tabelle nach H. A. Wilson gezeigt wird:

	Chlor			Nitrat		
Potentialdifferenz	5,60	0,795	0,237	5,60	0,795	0,237
	Strom			Strom		
Caesium	123	60,5	22,2	303	115	36,6
Rubidium	41,4	26,4	11,3	213	82,4	25,9
Kalium	21,0	13,4	5,75	68,4	29,3	9,35
Natrium	3,49	2,45	1,15	3,88	2,67	1,32
Lithium	1,29	0,87	0,41	1,47	0,99	0,53
Wasserstoff	0,75		0,27			

Über die Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Stärke der Lösung.

113. Arrhenius kam zu dem Schlusse, daß, wenn er dasselbe Salz verwandte, die Leitfähigkeit proportional der Quadratwurzel aus der Konzentration ist, während H. A. Wilson behauptete, daß die Anwendung dieses einfachen Gesetzes im Fall der Oxysalze auf außerordentlich verdünnte Lösungen beschränkt wäre, und daß, wenn auch der Bereich seiner Anwendungen im Fall der Haloidsalze ausgedehnter sei, die Übereinstimmung nur annähernd stattfände. Wenn wir auf die allgemeine Theorie der Leitung durch ein ionisiertes Gas zurückblicken (siehe S. 69), so finden wir, daß die Leitfähigkeit im Fall, daß der Strom weit vom Sättigungswert entfernt ist, proportional ist mit $q^{\frac{1}{2}}$, wo q die Zahl der Ionen ist, die pro Sekunde in einem Kubikzentimeter des Gases erzeugt werden. Im Fall der Salzdämpfe wird q proportional sein der Zahl der Moleküle des Salzes in einem Kubikzentimeter des Gases, und wird demnach proportional sein der Stärke der Lösung. Dieses Resultat leitet sich ab aus der Annahme, daß die Ionisation durch das ganze Volumen des Gases hin stattfindet; es wird jedoch in seinen hauptsächlichsten Charakterzügen auch auf den Fall anwendbar bleiben, daß die Ionisation in der Nähe der Oberfläche der Elektroden stattfindet, vorausgesetzt, daß die Dicke der Schichten, in denen die Ionisation vor sich geht, groß ist im Vergleich mit der mittleren Entfernung zwischen den Molekülen des Salzes, und daß die Verteilung des Potentials zwischen den Elektroden nicht beeinflußt wird durch die Konzentration des Salzes; diese zweite Voraussetzung ist wahrscheinlich nicht erfüllt. Die obige Schlußweise ist nur anwendbar auf den Fall, daß der Strom weit vom Sättigungswerte entfernt ist; wenn der Sättigungswert erreicht ist, so wird der Strom proportional mit q und nicht mit $q^{\frac{1}{2}}$; demnach sollten wir erwarten,

Die angenäherte Gültigkeit von Arrhenius'Gesetz auch bei hohen Konzentrationen ist schwer erklärbar durch die Annahme wesentlich in Betracht kommender Oberflächendissoziation.

daß, im Fall des Stromdurchgangs durch die Flamme bei Anwendung großer elektromotorischer Kräfte, Arrhenius' Gesetz nicht mehr bestehen bleibt, und daß der Strom proportional mit der Konzentration wachsen würde. Die Betrachtung der Kurven der Figur 53, die einer Abhandlung von Smithells, Dawson und Wilson[1]) entnommen ist, zeigt, daß die Abhängigkeit des Stromes von der Stärke der Lösung selbst dann, wenn der Strom schon über den Knick der Kurve, die die Beziehung zwischen Stromstärke und Potentialdifferenz dar-

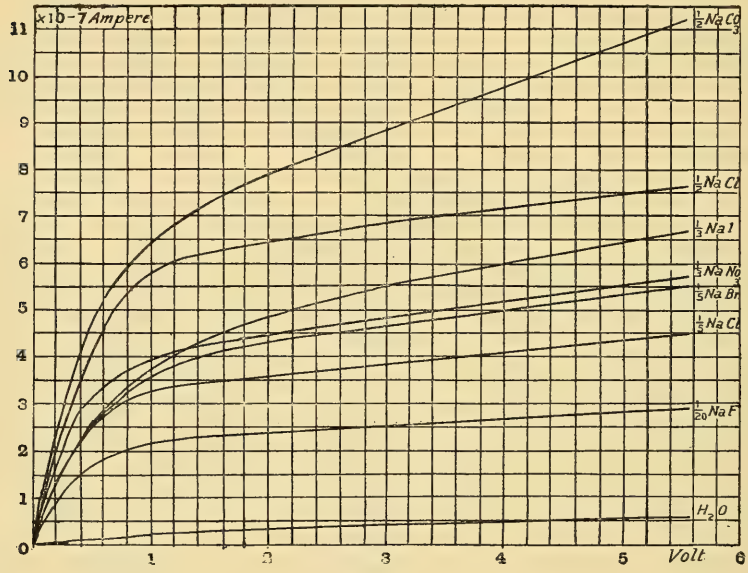


Fig. 53.

stellt, herüber ist, viel geringer ist, als sie es sein würde, wenn sie sich direkt mit der Konzentration änderte; in der Tat ist sie selbst in diesem Stadium viel näher der Quadratwurzel als der ersten Potenz der Konzentration proportional. Diese Erscheinung ist ziemlich schwierig zu deuten. Kann sie etwa der Dicke der Schichten, über die hin sich die Ionisation ausdehnt und die beträchtlich von der Konzentration abhängt, zuzuschreiben sein? Dies würde der Fall sein, wenn die Ionisation durch die Strahlung oder durch Elektronen erzeugt würde, die von den Elektroden ausgehen, wenn die Absorption der Strahlen ganz oder zum Teil der Arbeit zuzuschreiben wäre, die dazu verbraucht wird, um das Salz zu ionisieren; denn wenn wir den extremen Fall betrachten, daß die Absorption ganz der Ionisation des Salzes zuzuschreiben wäre, so würde, wenn die Absorption groß genug wäre,

1) Smithells, Dawson und Wilson, Phil. Trans. A. 193, p. 89, 1900.

um die Strahlung aufzuhalten, bevor sie von einer Elektrode aus die andere erreichte, der Grad der Ionisation und folglich der Sättigungsstrom unabhängig von der Konzentration sein; bei großen Konzentrationen würde die Ionisation auf eine dünne Schicht nahe den Elektroden beschränkt sein, bei kleinen Konzentrationen würde diese Schicht dicker sein, aber der Gesamtbetrag der Ionisation würde derselbe in beiden Fällen sein. Wenn die Strahlung nicht vollständig in dem Raum zwischen den Elektroden absorbiert würde, so würde der Betrag der Ionisation mit der Konzentration wachsen, aber der Grad des Anstiegs würde langsamer erfolgen als der der Konzentration. Wilson hat gezeigt (siehe S. 217), daß bei sehr hohen Temperaturen der Sättigungsstrom proportional der Konzentration ist.

Geschwindigkeit der Ionen.

Wilsons Geschwindigkeitsmessungen im Flammeninneren.

114. Die Geschwindigkeit der Ionen in Flammen, die Salzdämpfe enthalten, wurde von Wilson[1]) bestimmt, der eine Methode anwandte, deren Prinzip das folgende ist: Angenommen, wir haben in einer Flamme zwei Elektroden vertikal übereinander, und wir führen eine Salzperle so ein, daß sie sich genau unter der oberen Elektrode befindet, der Dampf dieser Perle wird aufwärts getragen mit dem aufwärts strömenden Gase, und bis die Ionen im Salzdampfe durch das elektrische Feld, das zwischen den Elektroden ist, nach abwärts getrieben werden, wird kein Ion die untere Elektrode erreichen. Wenn jedoch kein Ion des Salzes die Elektrode erreicht, so wird der Strom zwischen den Elektroden nicht durch die Anwesenheit des Salzes beeinflußt werden. Solange demnach die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden klein ist, wird der Strom nicht durch die Einführung des Salzes anwachsen, er wird aber, sobald die elektrische Kraft zwischen den Elektroden hinreichend ist, um eines der Ionen gegen den Flammengasstrom zu treiben, infolge der Einführung der Salzperle, anwachsen. Dies wird illustriert durch die Kurve in Fig. 54, die Wilsons Abhandlungen entnommen ist; wir sehen, daß, wenn die obere Elektrode positiv war, der Strom nicht eher durch Einführung der Perle anwuchs, bis die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden ungefähr 100 Volt betrug, während für größere Potentialdifferenzen die Salzperle einen beträchtlichen Anstieg im Strome verursachte. Wenn demnach eine Potentialdifferenz von 100 Volt zwischen den Elektroden herrschte, so mußte die geringste elektrische Kraft, an einer Stelle des von den Ionen durchquerten Raumes, gerade hinreichend sein, um dem positiven Ion eine Geschwindigkeit nach unten zu erteilen, die gleich der Geschwindigkeit der Flammengase nach auf-

1) H. A. Wilson, Phil. Trans. A. 192, p. 499, 1899.

wärts ist. Da nun das elektrische Feld nicht gleichförmig zwischen den Elektroden ist (siehe p. 191), ist es notwendig, die Verteilung des Potentials zwischen den Elektroden zu messen, um das Minimum der elektrischen Kraft zu bestimmen. Ist dies geschehen und die Geschwindigkeit des Gases der Flamme nach oben festgestellt, so

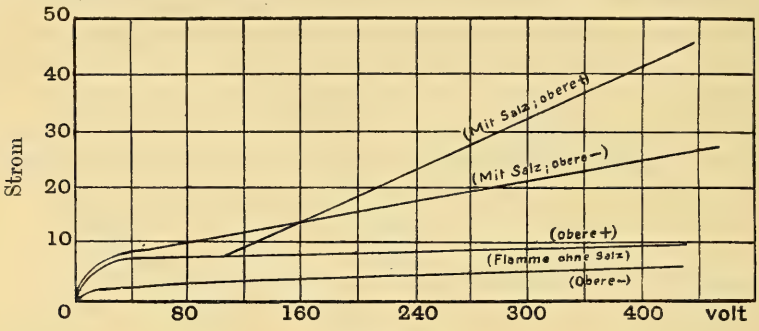


Fig. 54.

können wir hieraus die Geschwindigkeit der Ionen in der Flamme in einem gegebenen elektrischen Felde bestimmen. Durch diese und durch ähnliche Methoden erhielt Wilson die folgenden Werte für die Geschwindigkeit der Ionen unter einer elektrischen Kraft von einem Volt pro Zentimeter.

In einer Flamme, deren Temperatur auf 2000° C geschätzt wurde, ergab sich die Geschwindigkeit des negativen Ions, was für ein Salz auch immer in die Flamme gebracht wurde, zu etwa 1000 cm/sek.

Die Geschwindigkeiten der positiven Ionen der Salze von Caesium, Rubidium, Kalium, Natrium und Lithium ergaben sich hier alle gleich und etwa 62 cm/sek.[1])

Geschwindigkeit in heißer Luft.

In einem Strahl heißer Luft, deren Temperatur auf 1000° C geschätzt wurde, wurden die folgenden Resultate für die Geschwindigkeiten im Potentialfall von 1 Volt pro cm erhalten:

für die negativen Ionen	26 cm/sek.
für die positiven Ionen der Salze von Li, Na, K, Rb und Cs . .	7,2 cm/sek.
für die positiven Ionen der Salze von Ba, Sr und Ca	3,8 cm/sek.

Die absoluten Zahlen müssen lediglich als Näherungswerte angesehen werden, die relativen Werte sind wahrscheinlich viel genauer.

Die Geschwindigkeiten sind sehr viel geringer bei 1000° C, als sie es bei 2000° C sind, wobei zu beachten ist, daß, während das negative Ion bei niederer Temperatur nur $^1/_{40}$ der Verschiebung aufweist als bei hoher Temperatur, die Geschwindigkeit des positiven

1) Vergl. hierzu auch p. 206.

Ions durch denselben Temperaturfall nur um etwa das $^1/_{8,5}$fache seines Wertes reduziert wird.

Natur der Ionen in der Flamme.

Diese Bestimmungen der Geschwindigkeit werfen einiges Licht auf den Charakter der Ionen, denn angenommen, e sei die Ladung eines Ions, X die elektrische Kraft, die auf dasselbe wirkt, so ist die mechanische Kraft, die auf das Ion wirkt, gleich Xe; wenn λ die mittlere freie Weglänge eines Ions bedeutet, v seine Geschwindigkeit, so ist die Zeit zwischen zwei Zusammenstößen gleich λ/v, und in dieser Zeit wird die Kraft, die auf dasselbe einwirkt, ihm eine Geschwindigkeit in Richtung der Kraft erteilen, die gleich ist $Xe\lambda/vm$, wo m die Masse des Ions bedeutet; die mittlere Geschwindigkeit parallel der X-Achse, die durch das elektrische Feld hervorgerufen wird, ist demnach gleich $Xe\lambda/2vm$, und dies wird die Geschwindigkeit sein, mit welcher das Ion unter dem Einfluß der elektrischen Kraft sich durch das Gas hinbewegt. Die Existenz der gleichen Geschwindigkeit für alle negativen Ionen des gleichen Metallsalzes, unabhängig vom Säureradikal, scheint auf den ersten Blick anzudeuten, daß, wie Arrhenius es vermutete, alle Salze in Hydroxyde in der Flamme verwandelt wurden, und daß das negative Ion in jedem Fall das Radikal OH ist; wir wollen berechnen, wie unter dieser Voraussetzung die Geschwindigkeit des negativen Ions bei einer Temperatur von 2000° C sein müßte. Wir kennen nicht die freie Weglänge des OH-Moleküles in einer Mischung von Leuchtgas und Luft, da aber die freie Weglänge des Moleküls H_2 durch Wasserstoff bei 0° C und bei Atmosphärendruck gleich $1{,}06 \cdot 10^{-5}$ cm ist, so können wir als eine rohe Annäherung für die mittlere freie Weglänge des OH durch die Mischung den Wert von $1{,}4 \cdot 10^{-5}$ cm bei 0° C annehmen; bei 2000° C würde die mittlere freie Weglänge gleich diesem Wert multipliziert mit 2273/273, also gleich $1{,}2 \cdot 10^{-4}$ sein. Um den Wert von v zu erhalten, beachten wir, daß mv^2 identisch für alle Gase bei gleicher Temperatur ist, während es bei verschiedenen Temperaturen proportional ist mit der absoluten Temperatur. Nun ist für O_2 bei 0° C $v = 4{,}25 \cdot 10^4$ cm/sek., demnach für OH bei 0° C $v = 5{,}6 \cdot 10^4$ cm/sek. und für OH bei 2000° C $v = 1{,}6 \cdot 10^5$; e/m für OH ist gleich $1{,}1 \cdot 10^3$; wenn wir diese Werte in die Gleichung $Xe\lambda/2vm$ substituieren und $X = 10^8$ setzen, so finden wir für die Geschwindigkeit im Potentialfalle von einem Volt pro cm 37 cm/sek.; der wirkliche Wert ist, wie wir gesehen haben, 1000 cm/sek.; hieraus schließen wir, daß das Radikal OH nicht der Träger der negativen Elektrizität sein kann. Die große Geschwindigkeit der negativen Ionen bei diesen hohen Temperaturen drängt zu dem Schlusse, daß die negativen Ionen als Elektronen ausgehen und sich allmählich mit Molekülen beladen, die sich an diese anhängen; bei Temperaturen, die so hoch sind wie 2000°, wird die Zeit, während der sie als freie Elektronen exi-

stieren, ein beträchtlicher Bruchteil ihrer Lebensdauer sein; während sie freie Elektronen sind, haben sie eine weit größere Geschwindigkeit, so daß, obwohl diese außerordentlich reduziert wird, wenn sie als Kerne einer Gruppe dienen, ihre mittlere Geschwindigkeit sehr beträchtlich sein wird. Bei niederen Temperaturen findet Kondensation viel eher statt, so daß die mittlere Geschwindigkeit niedriger ist.

Die Tatsache, daß in einem elektrischen Felde die Geschwindigkeiten der positiven Ionen aller Salze einwertiger Metalle die gleichen sind, zeigt, daß auch diese als Kerne einer Gruppierung wirken, deren Größe nur abhängt von der Ladung des positiven Ions; da nun die Geschwindigkeiten der positiven Ionen für die zweiwertigen Metalle zwar untereinander gleich, aber geringer sind als die der einwertigen Metalle, so schließen wir, daß diese zweiwertigen Ionen die Zentren komplizierterer Gruppen werden als die, welche sich um einwertige Ionen sammeln.

Weitere Geschwindigkeitsbestimmungen.

Bestimmungen der Geschwindigkeiten der Ionen in Flammen wurden auch von E. Marx[1]) angestellt; er fand für die Geschwindigkeit des negativen Ions Werte zwischen 800 und 1400 cm/sek. in einem Potentialfall von 1 Volt pro cm, erhielt jedoch für die positiven Ionen im gleichen Potentialfall beträchtlich höhere Werte als Wilson, und zwar 200 cm/sek. anstatt 62 cm/sek. Eine Berechnung, ähnlich wie die oben für die Geschwindigkeit des Radikals OH angegebene zeigt, daß eine Geschwindigkeit von 200 cm/sek. von gleicher Ordnung ist wie die Geschwindigkeit eines Atoms Wasserstoff im elektrischen Felde bei 2000° C.

Abhängigkeit der Wanderungsgeschwindigkeit von der Konzentration.

114 a. Neuere Untersuchungen über die Geschwindigkeit der Ionen in der Flamme sind von G. Moreau[2]) angestellt worden. Die verwandte Methode beruht auf Messung der elektrischen Kraft, die ein Ion quer gegen den aufsteigenden Gasstrom treibt. Die erhaltenen Resultate sind prinzipiell wichtig, indem sie zu einer Gesetzmäßigkeit führten, aus der hervorgeht, daß für die Wanderungsgeschwindigkeit des negativen Ions das Metall des Salzes in der Flamme selbst maßgebend ist.

Nachdem die Arbeiten in anderen Gebieten der Gasentladung gezeigt hatten, daß Größe und Geschwindigkeit der Ionen mit dem Druck variiert von Elektronengröße bis zur Molekulargröße, so mußte, wenn hier bei Flammengasen ein gleicher Effekt vorlag, eine Änderung der Wanderungsgeschwindigkeit mit der Salzkonzentration vorhanden sein. Daß diese existiert, hat Moreau bewiesen. Er zeigte, daß die Wan-

1) E. Marx, Drudes Ann. 2, p. 768, 1900.

2) G. Moreau, J. d. Phys. (4) 2, p. 558—567, 1903. Ann. Chim. et Phys. (7) 30, p. 5—42, 1903.

derungsgeschwindigkeit des positiven Trägers unabhängig von der Konzentration

$$u = 80 \frac{\text{cm}}{\text{sek}} \Big/ \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$$

ist, daß aber das gleiche nicht für den negativen Träger gilt. Hier ändert sich die Wanderungsgeschwindigkeit mit der Konzentration um 200% und verschieden für die Gruppen der K- und Na-Salze.

Folgende Tabelle gibt die Wanderungsgeschwindigkeit des negativen Ions für die durch Zerstäubung von Lösungen von verschiedener Molekularkonzentration M gefärbte Flamme wieder:

	Für Kalisalze (KCl, KOH, KNO_3, $\frac{1}{2}K_2SO_4$)				
Molekularkonzentration der zerst. Lösg. pro 1	M	$M/4$	$M/16$	$M/64$	$M/25$
v	660	785	995	1180	1320
	Für Natriumsalze (NaCl, NaOH, NaO_3, $\frac{1}{2}Na_2SO_4$)				
Molekularkonzentration der zerst. Lösg.	M	$M/4$	$M/16$		
v	800	1040	1280		

Während aber die Wanderungsgeschwindigkeit des negativen Trägers sich für die K- und Na-Salze verschieden ändert, hat Moreau zuerst darauf hingewiesen, daß bei gleicher Konzentration für beide Salze

$$v\sqrt{A} = \text{const.}$$

ist, wo A das Atomgewicht des Metalles des zerstäubten Salzes ist.

Diese Gesetzmäßigkeit hat sich durch andere Untersuchungen über Flammengase weitgehend bestätigt. Ihre theoretische Bedeutung läßt sich aus den Diffusionsregeln im Zusammenhang mit der auf S. 36 unter 21 abgeleiteten Beziehung zwischen Wanderungsgeschwindigkeit und Diffusionskoeffizient verstehen.

Der Diffusionskoeffizient eines Gases gegen irgend ein anderes vom Molekulargewicht A ist durch die Regel bestimmt, daß

$$D\sqrt{A} = \text{const.} \tag{1}$$

ist.

Da nun

$$v = \frac{D}{p} \cdot e \cdot N, \tag{2}$$

wenn e die Ladung, N die Anzahl der Ladungen, p den Druck bezeichnet, so folgt direkt, daß auch

$$v\sqrt{A} = \text{const.}$$

sein muß.

Es ist also nicht für alle Metallsalze, wie man früher glaubte, die Wanderungsgeschwindigkeit des negativen Ions die gleiche, sondern sie ist für die verschiedenen Metallsalze verschieden. Ihre Reihenfolge ist die umgekehrte wie die der Atomgewichte der Alkalimetalle in der Flamme. Da der Diffusionskoeffizient eines Gases in ein anderes im allgemeinen der Quadratwurzel aus dem Produkt der Molekulargewichte umgekehrt proportional ist, so folgt, wie leicht ersichtlich, aus obiger Gesetzmäßigkeit, daß der negative Träger, trotz der verschiedenen Wanderungsgeschwindigkeiten bei allen Salzen derselbe ist. Aus der Größe des v folgt (vgl. S. 205), daß nicht gewöhnliche Atome, sondern Elektronen, die freilich auf Strecken ihrer Bahn mit Atomannexen belastet sein mögen, die Träger der negativen Elektrizität sind. Diese Elektronen bedingen aber auch den photoelektrischen Effekt, und hier wie dort ist die Reihenfolge der Stärke der Ströme bei gleicher äußerer Kraft in bezug auf das Alkalimetall die gleiche.

Auch aus den Untersuchungen von Smithells, Wilson und Dawson[1]) läßt sich die gleiche Gesetzmäßigkeit herleiten.[2]) Die drei Herren zeigten, daß der Strom in der Alkaliflamme sich durch die für Volumdissoziation theoretisch begründete (vgl. oben S. 73) Thomson-Rutherfordsche Formel darstellen läßt:

$$J - i = K_2 \frac{i^2}{E^2},$$

wo J den Sättigungsstrom bedeutet. Sie fanden in der Nähe des Sättigungsstromes

$$K_2 = \text{const.} \cdot A.$$

K hat aber streng definierte physikalische Bedeutung. Aus ihr ergibt sich in der Nähe des Sättigungsstromes (wo infolge des großen positiven Polarisationsgebietes der positive Strom als praktisch verschwindend anzusehen ist) direkt

$$v\sqrt{A} = \text{const.}$$

Transversale elektromotorische Kraft, hervorgerufen durch ein magnetisches Feld, das auf eine stromdurchflossene Flamme wirkt.

Halleffekt in Gasen.

115. Wenn ein elektrischer Strom durch eine Flamme parallel mit der x-Richtung fließt, und eine magnetische Kraft rechtwinklig zu dieser Richtung, sagen wir parallel mit der y-Richtung auf die Flamme einwirkt, so entsteht eine transversale elektromotorische Kraft

1) Smithells, Wilson u. Dawson, Phil. Trans. (A) 193, p. 89—128, 1899.
2) E. Marx, Verh. d. D. Phys. Ges. (5), p. 454, 1904.

im rechten Winkel zu x und y. Diese elektromotorische Kraft wurde von Marx[1]) nachgewiesen und gemessen. Die allgemeine Erklärung dieses Effektes, der analog mit dem Halleffekt in Metallen ist, ist nicht schwierig; die Berechnung seiner Größe für den allgemeinen Fall hat jedoch seine Schwierigkeiten.

Theorie des Effektes.

In dem Strom, der parallel zur x-Achse durch die Flamme fließt, wollen wir die mittlere Bewegungsrichtung der positiven Ionen in Richtung der positiven x annehmen, die der negativen Ionen in entgegengesetzter Richtung. Es sei V die mittlere Geschwindigkeit der positiven Ionen, V' die der negativen; bewegen sich die Ionen in einem magnetischen Felde, wo die magnetische Kraft H parallel zu y ist, so werden sie mechanische Kräfte wecken, die dahin wirken, sie nach derselben Seite hin abzulenken; die Ablenkungsrichtung ist parallel zur z-Achse, rechtwinklig zur x- und y-Achse. Die Größe der mechanischen Kräfte, die auf die positiven und negativen Ionen wirken, ist HeV resp. HeV' wo e die Ladung eines Ions ist. Die Verschiebung der Ionen unter diesen Kräften wird (wenn V nicht gleich V' ist), einen elektrischen Strom in der Flamme erzeugen, der parallel ist mit z; wenn jedoch die Ionen in dieser Richtung nicht entweichen können, so wird der Strom bald aufhören, da die Anhäufung der Ionen einen Gegendruck und ein elektrostatisches Feld erzeugt, welches die Wirkung der mechanischen Kräfte, die vom magnetischen Felde herrühren, ausgleicht.

Wir wollen jetzt dazu übergehen, die Gleichungen aufzustellen, welche die Störung darstellen, die durch das magnetische Feld verursacht wird; diese Gleichungen sind nicht auf den Fall der Flammen beschränkt, sondern sind auf alle Fälle der Leitung der Elektrizität durch ein Gas, das Ionen enthält, anwendbar.

Es sei die Richtung des Primärstromes, also des Stromes vor Einschaltung der magnetischen Kraft, die Richtung der x-Achse, die magnetische Kraft wirke nach unten rechtwinklig zur Ebene des Papiers, dann wird die Kraft auf das Ion in der Ebene des Papieres rechtwinklig zur x-Achse wirken; wir wollen die z-Achse in diese Richtung legen.

Es sei H die Intensität der magnetischen Kraft,

X, Z die Komponenten der elektrischen Kraft parallel zu den Achsen x und z,

u, v die Geschwindigkeiten der positiven und negativen Ionen im Felde Eins,

p_1, p_2 die Drucke an irgend einer Stelle, die durch die positiven und negativen Ionen erzeugt werden,

m, n die Zahl der positiven und negativen Ionen pro Kubikzentimeter an irgend einer Stelle.

1) E. Marx, Drudes Ann. 2, p. 798, 1900

Diese Ionen mögen sich wie ein vollkommenes Gas verhalten, so daß $p_1 = Rm$, $p_2 = Rn$ ist, wo R eine Konstante ist, die proportional ist der absoluten Temperatur.

Wir wollen zunächst die positiven Ionen betrachten, ihre Geschwindigkeit parallel zur x-Achse ist Xu, demnach wird die mechanische Kraft, die auf das Ion parallel zur z-Achse wirkt und vom magnetischen Felde herrührt, gleich $euXH$; die Kraft, die auf das Ion infolge des elektrischen Feldes ausgeübt wird, ist Ze, und die Kraft, die auf die Ionen in der Volumeneinheit infolge der Variation des Druckes an den verschiedenen Stellen des Feldes wirkt, ist $-dp_1/dz$, demnach ist die gesamte Kraft parallel der z-Achse, die auf die positiven Ionen pro Volumeneinheit wirkt, gleich

$$-\frac{dp_1}{dz} + me(u \cdot X \cdot H + Z)$$

und die Zahl der Ionen, die in der Zeiteinheit einen Quadratzentimeter der Oberfläche schneiden, ist rechtwinklig zur z-Achse gleich

$$\frac{u}{e}\left\{-\frac{dp_1}{dz} + me(u \cdot X \cdot H + Z)\right\};$$

in ähnlicher Weise leitet sich für die Strömung parallel der x-Achse ab:

$$\frac{u}{e}\left\{-\frac{dp_1}{dx} + me(-u \cdot Z \cdot H + X)\right\},$$

oder, wenn wir diejenigen Terme, die von H^2 herrühren, vernachlässigen, so kann der Term von uZH weggelassen werden und die Strömung parallel zur x-Achse wird

$$\frac{u}{e}\left\{-\frac{dp_1}{dx} + me \cdot X\right\}.$$

Ähnlich erhalten wir für die Strömung der negativen Ionen parallel der z-Achse:

$$\frac{v}{e}\left\{-\frac{dp_2}{dz} + ne(v \cdot X \cdot H - Z)\right\},$$

und für die Strömung parallel der x-Achse:

$$\frac{v}{e}\left(-\frac{dp_2}{dx} - ne \cdot X\right).$$

Es sei q die Zahl der Ionen, die in einem Kubikzentimeter des Gases in einer Sekunde erzeugt werden, αnm die Zahl der Ionen, die in einer Sekunde pro Volumeneinheit sich rekombinieren; so erhalten wir mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung als Gleichgewichtsbedingung:

$$\frac{u}{e}\frac{d}{dz}\left\{-\frac{dp_1}{dz} + me(u \cdot X \cdot H + Z)\right\} + \frac{u}{e}\frac{d}{dx}\left(-\frac{dp_1}{dx} + meX\right) = q - \alpha \cdot m \cdot n$$

$$\frac{v}{e}\frac{d}{dz}\left\{-\frac{dp_2}{dz} + ne(v \cdot X \cdot H - Z)\right\} + \frac{v}{e}\frac{d}{dx}\left(-\frac{dp_2}{dx} - neX\right) = q - \alpha \cdot m \cdot n;$$

wir haben also, wenn wir elektrostatische Einheiten verwenden:

$$\frac{dX}{dx} + \frac{dZ}{dz} = 4\pi \cdot e(m - n)$$

und

$$\frac{dX}{dz} - \frac{dZ}{dx} = 0.$$

Da nun $p_1 = Rm$, $p_2 = Rn$ ist, so haben wir so viele Gleichungen als variable p_1, p_2, m, n, X, Z da sind. Die Lösung wird jedoch sehr weitgehend von den Grenzbedingungen abhängen; so ist eine Lösung $Z = 0$, p_1 und p_2 konstant und X unabhängig von z und von gleichem Wert, als wenn die magnetische Kraft Null ist; dies schließt jedoch eine Transversalströmung positiver Ionen gleich mu^2XH und negativer Ionen gleich nv^2XH ein und ist nicht mit einem stationären Zustande verträglich, wenn nicht ein Weg dafür besteht, daß die Transversalströmung entweichen kann. Ist kein Ausweg für die transversale Ionenströmung da, so muß der Ionenfluß parallel der z-Achse an den Begrenzungen des Gases verschwinden. Wir wollen annehmen, er verschwinde im Gase, so haben wir:

$$-\frac{dp_1}{dz} + m \cdot e(uXH + Z) = 0 \tag{1}$$

$$-\frac{dp_2}{dz} + n \cdot e(vXH - Z) = 0. \tag{2}$$

Wenn wir $p_1 = Rm$, $p_2 = Rn$ und $(m - n)e = \varrho$ setzen, so erhalten wir aus (1) und (2):

$$\frac{R}{e}\frac{d\varrho}{dz} = eXH(mu - nv) + Ze(m + n), \tag{3}$$

und demnach, wenn wir zu elektromagnetischen Einheiten übergehen

$$4\pi \frac{d\varrho}{dz} = \frac{1}{V^2}\left(\frac{d^2Z}{dx^2} + \frac{d^2Z}{dz^2}\right),$$

wo V die Geschwindigkeit des Lichtes ist; es wird (3):

$$\frac{R}{4\pi e V^2}\left(\frac{d^2Z}{dx^2} + \frac{d^2Z}{dz^2}\right) = eXH(mu - nv) + Ze(m + n), \tag{4}$$

eine Gleichung um Z zu finden. In den Ausdrücken der rechten Seite dürfen wir für X, m, n die Werte einsetzen, die für H gleich Null gelten, wenn wir uns damit begnügen, Größen mit H^2 zu vernachlässigen.

Da nun $V^2 = 9 \cdot 10^{20}$, $e = 1{,}1 \cdot 10^{-20}$ (in elektromagnetischen Einheiten) ist, $R = 5 \cdot 10^{-14}$ für ein Gas bei 0^0 C ist, so sehen wir, daß (4) geschrieben werden kann:

$$4 \cdot 10^{-16}\left(\frac{d^2Z}{dx^2} + \frac{d^2Z}{dz^2}\right) = eXH(mu - nv) + Ze(m + n).$$

Wenn die Summe der Partialdrucke der positiven und negativen Ionen gleich 1 Atmosphäre wäre, so würde $e(m + n)$ etwa gleich 0,5

sein, woraus ersichtlich ist, daß, wenn der Druck der Ionen groß ist im Vergleich mit 10^{-15} Atmosphären, und wenn Z nicht außerordentlich stark mit x variiert, eine weitgehende Näherungslösung für (4) sein wird:

$$Z = \frac{XH(nv - mu)}{m + n}. \tag{5}$$

Dafür kann man schreiben:

$$Z = \frac{H(i_n - i_p)}{e(m + n)},$$

wo i_n und i_p die Ströme sind, die von negativen resp. positiven Ionen getragen werden.

An einer Stelle, wo keine freie Elektrizität vorhanden ist, ist $m = n$; für diesen Fall wird (5):

$$Z = \tfrac{1}{2} XH(v - u).$$

Dies ist die Formel, die gewöhnlich verwandt wird, aber wir sehen aus der vorigen Rechnung, daß sie nur in einem sehr speziellen Falle anwendbar ist.

115 a. Die hier unter (1) und (2) aufgestellten Gleichungen gelten also unter der Bedingung, daß erstens $Z = 0$, zweitens p_1 und p_2 konstant, drittens x unabhängig von z und gleich für eingeschaltetes und ausgeschaltetes Magnetfeld, viertens in Richtung der Hallelektroden kein Strom ist.

Diese Bedingungen sind bei der Marxschen Anordnung erfüllt gewesen, denn die Anordnung war so getroffen, daß erstens in Richtung der Z-Achse kein Strom fließen konnte, weil die Hallelektroden nicht zu einem Galvanometer, sondern zu den isolierten Quadranten eines Elektrometers führten.[1]) Zweitens hatten p_1 und p_2 in jeder Messung einander gleiche Werte, denn da an Stelle der Hallelektroden nirgends freie Elektrizität vorhanden war, so war also $m = n$ und $p_1 = p_2$; dies ging aus der Linearität des Potentialfalles hervor. Drittens war X praktisch unabhängig von Z, weil die Hallelektroden so weit im Innern des Feldes angebracht waren, daß der Verlauf der Stromlinien als annähernd gestreckt und von gleicher Dichte angesehen werden konnte. X war aber auch unabhängig von der Einschaltung des Feldes und die Änderung des Z längs der X-Achse oder Z-Achse kam nicht in Betracht, weil die transversale E. M. K. stets so gering gegen die Primäre war, daß praktisch weder eine Änderung im Gefälle des Primärstroms eintrat, noch an den Hallelektroden anderweitige Konzentrationsänderungen, etwa durch einen. in dieser Richtung einsetzenden Sättigungsstrom, das Problem komplizierten

1) E. Marx, l. c. p. 804.

Halleffekt in Flammengasen.

Trotzdem hätte die Theorie, wie sie hier entwickelt ist, auf diese Marx'schen Messungen nur dann Anwendung finden können, wenn für das Diffusionsgefälle entgegen der transversalen E. M. K. wirklich nur das Ionengefälle in Betracht kam. Dies aber ist keineswegs bei der Dissoziation in Flammengasen erfüllt; vielmehr kommt hier zu dem Diffusionsgefälle, das aus dem Anteil des Ionengefälles resultiert, noch das Gefälle des undissoziierten Salzes hinzu. Hierdurch kompliziert sich das Problem, und Marx hat deshalb seine experimentellen Ergebnisse mit den Resultaten der Theorie verglichen, die dieses Konzentrationsgefälle des undissoziierten Salzes mit berücksichtigt. Im Anschluß an obige Ausführungen läßt sich die Erweiterung leicht ableiten, wobei wir uns auf den einfachen Fall, dessen Voraussetzungen ja erfüllt waren, beschränken.

Mit P werde der Druck des undissoziierten Bestandteiles des in der Flamme eingeführten Salzes bezeichnet.

Mit C die Konzentration des undissoziierten Salzes, an irgend einer Stelle zwischen den Hallelektroden.

Mit G die Geschwindigkeit des undissoziierten Salzes im Gefälle Eins.

Werden infolge der Magnetinduktion die positiven und negativen Ionen in gleicher Richtung abgelenkt, so tritt entgegen der aus der Geschwindigkeitsdifferenz der Ionen Resultierenden E. M. K. ein Konzentrationsgefälle sowohl des undissoziierten Salzes wie des dissoziierten ein.

Die Zahl der positiven Ionen, welche die ZY-Ebene pro cm^2 in der Zeiteinheit passieren, ist demnach nicht mehr

$$\frac{u}{e}\left\{-\frac{dp_1}{dz}+me\,(uXH+Z)\right\},$$

sondern

$$\frac{u}{e}\left\{-\frac{dp_1}{dz}+me\,(uXH+Z)\right\}-G\,\frac{dP}{dz}.$$

Obige Gleichungen (1), (2) werden infolgedessen unter im übrigen gleichen Voraussetzungen wie oben:

$$-\frac{dp_1}{dz}+me\,(uXH+Z)-\frac{G}{u}\,e\,\frac{dP}{dz}=0, \qquad (1')$$

$$-\frac{dp_2}{dz}+ne\,(vXH-Z)-\frac{G}{v}\,e\,\frac{dP}{dz}=0. \qquad (2')$$

Nun ist in dem Teile, wo keine freie Elektrizität vorhanden ist:

$$m=n=\frac{c}{2},$$

wo c die Konzentration an positiven und negativen Ionen bezeichnet; ferner ist

$$p_1=p_2=\frac{R\cdot c}{2},$$

$$P = RC; \quad C = f(c),$$

also

$$\frac{dP}{dz} = R \cdot f'(c) \frac{dc}{dz}.$$

In Gleichung (1′) und (2′) eingesetzt, ergibt:

$$Z = -uXH + \frac{R}{c \cdot e} \frac{dc}{dz} \left\{ 1 + \frac{eG}{u} 2f'(c) \right\} \qquad (3')$$

$$Z = +vXH - \frac{R}{c \cdot e} \frac{dc}{dz} \left\{ 1 + \frac{eG}{u} 2f'(c) \right\}. \qquad (4')$$

Wir bezeichnen

$$1 + \frac{eG}{u} 2f'(c) = L,$$

$$1 + \frac{eG}{v} 2f'(c) = M,$$

dann wird

$$Z = \frac{Lv - Mu}{(L + M)} XH.$$

Für einen vollständig dissoziierten Elektrolyten ist $L = M = 1$, alsdann ist also wie oben $Z = \frac{1}{2} X \cdot H \cdot (v - u)$.

Ist aber der Elektrolyt nicht vollständig dissoziiert, so wird, wenn $v > u$, $M < L$; folglich $Z > \frac{1}{2} X \cdot H (v - u)$.

Wenn also der Dissoziationsgrad klein wird, wird der Wert von $\frac{Z}{XH}$ größer als $\frac{1}{2}(v - u)$.

Eine obere Grenze des erreichbaren Wertes von $\frac{Z}{XH}$ kann man etwa dadurch erhalten, daß man den Wert von Z betrachtet, der allein der magnetischen Induktion zuzuschreiben ist, also den Wert der unmittelbar nach Einschaltung des Feldes, während außerordentlich kurzer Zeit, auftritt, bevor das Diffusionsgefälle, dem elektrischen Gefälle entgegen, einsetzt. Setzt man in (1′) und (2′) die Konzentrationsgefälle des dissoziierten Salzes = 0, so wird

$$\frac{c}{2} u^2 XH + \frac{c}{2} uZ - GR \frac{dC}{dz} = 0$$

$$\frac{c}{2} v^2 XH - \frac{c}{2} vZ - GR \frac{dC}{dz} = 0$$

$$HX(u^2 - v^2) = -Z(u + v)$$

$$Z = HX(v - u).$$

Es kann also der Einfluß des Diffusionsgefälles des undissoziierten Salzes den Faktor von $(v - u)$, der für vollständige Dissoziation $\frac{1}{2}$ ist, vergrößern, aber höchstens um so viel, daß der Hallsche Rotationskoeffizient

$$D = \frac{Z}{X\overline{H}} = K(v - u)$$

ist, wo

$$1 > K > \tfrac{1}{2}$$

ist.

Bei den Marxschen Messungen wurden KCl-Lösungen von verschiedener Konzentration in die Bunsenflamme zerstäubt, und es ergaben sich hierbei Werte des Rotationskoeffizienten, die mit der Konzentration sehr stark variierten. Die Erklärung für diese Beobachtung wurde durch die drei Jahre später von G. Moreau angestellten Untersuchungen, über die wir auf S. 207 berichteten, erbracht. Da nämlich die Wanderungsgeschwindigkeit des negativen Trägers in der Flamme sich um 200 % mit der Konzentration ändert, so muß auch der Rotationskoeffizient diese Änderung aufweisen. Er muß sich nun quantitativ aus den Geschwindigkeitsmessungen berechnen lassen. Die Konstante K wird hierbei zwischen obigen Grenzen 1 und $\frac{1}{2}$ liegen, weil der Dissoziationsgrad weitab von vollständiger Dissoziation ist. Wird $K = 0{,}7$ gesetzt, so erhält man folgende beiden Reihen völlig unabhängiger Messungsergebnisse:

	Reine Flamme	$\frac{N}{8}$	$\frac{N}{4}$	$\frac{N}{2}$	2 N (K)	2 N (Na)	
0,7 $(u-v)$ (Moreau)	8,54	5,7	4,9	4,3	3,6	4,4	10^{-6}
D (Marx)	9,00	7,3	4,7	3,8	3,3	4,4	10^{-6}

Wenn man berücksichtigt, daß nicht an der gleichen Flamme, und von verschiedenen Beobachtern, die Messungen der Geschwindigkeit und des Hall-Effektes ausgeführt wurden, so sprechen die Zahlen dafür, daß die mannigfaltigen Voraussetzungen, unter denen die einfache Formel für den Rotationskoeffizienten gültig ist (s. S. 212), bei der Experimentalanordnung zur Messung des Hall-Effektes erfüllt gewesen sind.

Die von Marx bei den Alkalisalzen angestellten Messungen ergaben folgendes Resultat:

	D	$D\sqrt{A}$
Caes	$-1{,}72 \cdot 10^{-6}$	19,83
Rb	$-2{,}6$	24,95
K	$-3{,}78$	23,64
Na	$-5{,}06$	24,3
Li	$-7{,}86$	20,79

Hier wurde bei größerem Potentialfall gearbeitet, so daß die negativen Ionen etwas beschleunigt wurden. Infolgedessen muß der

Einfluß der positiven Ionen, der an sich nicht sehr groß ist, für den Rotationskoeffizient weitgehend zurücktreten[1]), und da

$$D = C\,(u - v),$$

die Experimente aber gezeigt hatten, daß

$$D = \frac{C}{\sqrt{A}}$$

ist, so ergibt sich für kleines u gegen v auch hier:

$$v\sqrt{A} = \text{const.}$$

Also ergibt sich hier aus den Marxschen Messungen für alle Alkalisalze die gleiche Beziehung, die Moreau für K und Na gefunden hatte, und die sich auch aus den Smithells-Wilson-Dawsonschen Messungen hat erweisen lassen.

Wenn die elektrischen und magnetischen Kräfte beträchtlich sind, so wird, wenn kein Entweichen der transversalen Strömung der Ionen eintreten kann, eine sehr beträchtliche Variation der Zahl der Ionen im Gase eintreten, denn wenn wir $p_1 - Rm$, $p_2 = Rn$ setzen, so erhalten wir aus Gleichung (1) und (2):

$$R\frac{d}{dz}\log m \cdot n = e \cdot X \cdot H(u + v)$$

oder

$$m \cdot n = C \cdot \varepsilon^{e X (u + v)\, z/R},$$

wo C eine Konstante ist. Um zu sehen, wie die Konzentration hier von Einfluß ist, wollen wir den Fall der Luft annehmen, die durch Röntgenstrahlen ionisiert wird, der Druck sei 1/1000 einer Atmosphäre, alsdann wird, da ja $u + v$ bei Atmosphärendruck $3 \cdot 10^{-8}$ cm/sek. ist, bei dem angenommenen Drucke dieser Wert $3 \cdot 10^{-5}$, und wenn X gleich 10 Volt pro Zentimeter ist, 10^9 und $H = 10^2$, so daß wir, da $e/R = 4 \cdot 10^{-7}$ ist, also erhalten:

$$m \cdot n = C \cdot \varepsilon^{1 \cdot 2 \cdot z},$$

woraus folgt, daß in dem Raume längs eines Zentimeters parallel zur z-Achse mn sich etwa verdreifachen würde; diese Variationen in der Zahl der Ionen würde die Verteilung der Ionen parallel zur x-Achse beeinflussen; der Strom würde dort am größten sein, wo die meisten Ionen sind, und würde deshalb nicht länger unabhängig sein von z; diese Variation des Stromes kann die Verteilung des Potentials zwischen den Elektroden beeinflussen und sonach neue Quellen der Störung in das Problem bringen.

1) E. Marx, Verh. d. D. Phys. Ges. (6) p. 121, 1904.

Im Falle, daß nur Ionen eines Vorzeichens vorhanden sind, sagen wir negativen Vorzeichens, ergibt sich eine sehr einfache Lösung der vorigen Gleichung, denn wir sehen, daß $Z = eHXv$ ist; p_2 konstant und X von gleichem Wert wie im Fall, daß keine magnetische Kraft wirkt, genügt dieser Gleichung.

Maximaler Strom, der von Salzdämpfen getragen werden kann.

116. H. A. Wilson[1]) hat eine außerordentlich wichtige Serie von Experimenten über den maximalen Strom angestellt, der von einer gegebenen Menge Salzdampf getragen werden kann; bei diesen Experimenten wurde die Lösung, die die Salzdämpfe enthält, nicht in die Flamme hinein, sondern in Luft zerstäubt, die durch das Passieren längerer Platinröhren, welche auf helle Gelbglut erhitzt waren, leitend gemacht war, eine kleinere Zentralröhre wurde längs der Achse der äußeren Röhre angebracht und der Strom zwischen dem inneren und äußeren Rohre gemessen. Wurden Lösungen von der Stärke von 1/10 normal zerstäubt, wurde die Temperatur der Röhren erhöht und die Potentialdifferenz gesteigert, so wurde ein Stadium erreicht, wo weder ein Anwachsen der Temperatur noch der Potentialdifferenz ein Anwachsen des Stromes erzeugte. Wilson maß diesen Grenzstrom und fand, daß er gleich dem Strom war, der in einer wässerigen Lösung des Salzes in einer Sekunde die gleiche Menge Salz elektrolisieren würde wie die, welche in derselben Zeit in die heiße Luft zerstäubt war; hieraus folgt, daß wenn Salz in gleichen Mengen in Wasser gelöst worden wäre, wie es hier der heißen Luft mitgeteilt wurde, der Maximalstrom, der durch die wässerigen Lösungen gesandt werden konnte, der gleiche war wie der, der durch die Luft geschickt werden konnte; dies wurde bewiesen für die folgenden Salze der Alkalimetalle: CsCl, $CsCO_3$, RbI, RbCl, Rb_2CO_3, KI, KBr, KF, K_2CO_3, NaI, NaBr, NaCl, Na_2CO_3, LiI, LiBr, LiCl, Li_2CO_3.

Faradaysches Gesetz und Gasentladung.

1) H. A. Wilson, Phil. Mag. VI, 4, p. 207, 1902.

Zehntes Kapitel.

Ionisation durch Licht. Photoelektrische Effekte.

Der photoelektrische Effekt.

Die Entdeckung von Heinrich Hertz[1]) im Jahre 1887, daß die Entladung einer Funkenstrecke durch auffallendes ultraviolettes Licht erleichtert wird, führte unmittelbar zu einer Reihe von Untersuchungen von Hallwachs[2]), Hoor[3]), Righi[4]) und Stoletow[5]) über den Einfluß des Lichtes und speziell des ultravioletten Lichtes auf geladene Körper. Durch diese Untersuchungen wurde gezeigt, daß eine frisch gereinigte Zinkfläche, die negativ geladen wird, ihre Ladung plötzlich verliert, wenn ultraviolettes Licht auf die Oberfläche fällt; war die Oberfläche anfänglich nicht geladen, so wurde sie bei der Bestrahlung positiv; die negative Elektrizität entweicht in das Gas, welches das Metall umgibt; die positive Elektrisierung der Platte kann sehr gesteigert werden, wenn man einen starken Luftstrahl gegen die Oberfläche bläst. Wird jedoch die Zinkoberfläche positiv geladen, so verliert sie keine Ladung, wenn sie dem Licht ausgesetzt wird; dieses Resultat wurde zunächst angezweifelt, jedoch hat eine sehr sorgfältige Prüfung der Erscheinungen durch Elster und Geitel[6]) ergeben, daß der unter gewissen Umständen beobachtete Verlust an positiver Elektrizität dadurch verursacht ist, daß das von der Zinkoberfläche reflektierte Licht auf Leiter in der Nachbarschaft fiel, die durch Influenz negative Ladungen angenommen hatten und nun ihre negative Elektrizität unter dem Einflusse des elektrischen Feldes nach der positiv elektrisierten Oberfläche hin entluden.

Photoelektrischer Effekt durch Licht, das nicht ultraviolett ist (Elster u. Geitel).

Das ultraviolette Licht kann zur Erzeugung des photoelektrischen Effekts durch eine Bogen- oder eine Magnesiumlampe oder durch die Funkenentladung eines Induktoriums zwischen Zink- oder Kadmium-

1) Hertz, Wied. Ann. 31, p. 983, 1887.

2) Hallwachs, Wied. Ann. 32, p. 301, 1888.

3) Hoor, Repert. der Physik 25, p. 91, 1889.

4) Righi, C. R. 106, p. 1349; 107, p. 559, 1888.

5) Stoletow, C. R. 106, pp. 1149, 1593; 107, p. 91; 108, p. 1241. Phys. Zeitschr. I, 1892.

6) Elster und Geitel, Wied. Ann. 38, pp. 40. 497, 1889; 41, p. 161, 1890; 42, p. 564, 1891; 43, p. 225, 1892; 52, p. 433, 1894; 55, p. 684, 1895.

Elektroden erhalten werden; letzteres Licht ist sehr reich an ultravioletten Strahlen. Sonnenlicht dagegen nicht, da die ultravioletten Strahlen weitgehend von der Atmosphäre absorbiert werden, so daß durch Sonnenlicht kein nur annähernd so starker Effekt erhalten wird als durch Bogenlicht. Elster und Geitel, die außerordentlich erfolgreiche Untersuchungen über den Einfluß des Lichtes auf elektrisierte Körper gemacht haben, haben gezeigt, daß die elektropositiven Metalle negative Ladungen auch dann verlieren, wenn sie gewöhnlichem Tageslicht ausgesetzt werden. Sie fanden, daß das Amalgam von Natrium oder Kalium, das in einem Glasgefäß eingeschlossen wird, negative Ladung beim Tageslicht verliert, trotzdem das Glas auch die kleinsten Spuren ultravioletten Lichtes, die etwa im Lichte nach dem Durchgang durch die Atmosphäre noch vorhanden sein könnten, fernhält. Werden Natrium oder Kalium selbst und nicht ihre Amalgame verwandt, oder wird, was für manche Zwecke bequemer ist, die flüssige Legierung, die dadurch gebildet wird, daß man diese Metalle im Verhältnis ihrer Verbindungsgewichte miteinander mischt, verwendet, so fanden sie, daß die negative Elektrizität durch das Licht von einer Petroleumlampe entladen wurde. Bei dem noch elektropositiveren Metall Rubidium konnte die negative Elektrizität durch das Licht von einer zur Rotglut erhitzten Glasröhre entladen werden. Sie fanden jedoch, daß das Auge empfindlicher gegenüber der Strahlung war als das Rubidium, denn es konnte keine Entladung entdeckt werden, bis die Strahlung von dem Glasstab bereits deutlich sichtbar war.

Elster und Geitel ordnen die Metalle in folgender Reihenfolge in Hinsicht auf ihre Fähigkeit, negative Elektrizität zu entladen:

Photoelektrische Spannungsreihe in atmosphärischer Luft.

Rubidium
Kalium
Legierung von Kalium und Natrium
Natrium
Lithium
Magnesium
Thallium
Zink.

Für Kupfer, Platin, Blei, Eisen, Kadmium, Kohle und Quecksilber sind die Wirkungen mit gewöhnlichem Lichte zu klein, um meßbar zu sein. Die Reihenfolge der Metalle für diese Wirkung ist die gleiche wie die Reihenfolge der Kontaktelektrizität in Voltas Spannungsreihe; die elektropositiven Metalle geben die größten photoelektrischen Effekte. Außer diesen Metallen entladen einige Substanzen negative Elektrizität unter der Wirkung des ultravioletten Lichtes. Tabellen

über diese Substanzen findet man in Arbeiten von G. C. Schmidt[1]) und O. Knoblauch.[2]) Unter den aktiveren photoelektrischen festen Körpern sind die verschieden gefärbten Varietäten des Flußspat sehr stark in bezug auf die Eigenschaft der Entladefähigkeit unterschieden. Die Sulfide von Antimon, Blei, Arsen, Mangan, Silber und Zinn (die Sulfate besitzen diese Eigenschaft nicht), dann das Hydroxyd des Zinn, Bleijodid, verschiedene Aniline entladen in festem Zustande.

Eigenschaften wässeriger Lösungen.

Reines Wasser ist nicht photoelektrisch, und eine dünne Wasserschicht über der Oberfläche eines photoelektrischen Metalles vernichtet den Effekt des Metalls. Die Lösungen einiger Substanzen sind jedoch sehr photoelektrisch, speziell die Lösungen fluoreszierender Substanzen, wie die von Eosin, Fuchsin, Zyanin, Hydrochinon, Kongorot; Kalium, Nitrat und Ameisensäure zeigen ebenfalls diesen Effekt. Unter den bekannteren Substanzen, die diesen Effekt nicht zeigen, wollen wir die Lösungen der Sulfate von Chinin und Kalium, und von Permanganaten und Phenol erwähnen.

Photoelektrische Eigenschaften der Gase.

Erscheinungen in Gasen.

117. Bei Gasen muß die Wirkung des Lichtes, wie man erwarten kann, sich ganz anders als im Falle der festen Körper und Flüssigkeiten äußern, wir können nicht eine Trennung der Elektrizität von der Art erhalten, daß ein Teil des Gases positiv, ein anderer negativ elektrisiert wird. Wenn ein Molekül des Gases, das ultraviolettem Lichte ausgesetzt wird, wie ein Stück Metall negative Elektrizität verliert, so wird sich dieses Molekül wie ein positives Ion verhalten und das negative Elektron, welches frei geworden ist, wird sich einem anderen Moleküle des Gases anfügen, das sich nun wie ein negatives Ion verhalten wird; wenn demnach ultraviolettes Licht bei den Molekülen und Atomen eines Gases den gleichen Effekt wie an einem Metallstück erzeugen würde, so müßten wir erwarten, daß dieser Effekt sich in einer Ionisation des Gases zu erkennen gäbe. Bei Natriumdampf erzeugt Licht einen beträchtlichen Anstieg der Leitfähigkeit; es ist nicht notwendig, daß das Licht ultraviolettes Licht ist; das Licht einer Petroleumlampe genügt, um sehr ausgesprochene Wirkungen zu erzeugen; wir sahen, daß Natrium im festen Zustande außerordentlich empfindlich gegenüber der Einwirkung des Lichtes ist. Experimente hierüber wurden auch in anderen Gasen gemacht; so hat Henry[3]) den Effekt des ultravioletten Lichtes auf Joddampf, der ein gut Teil des Lichtes absorbiert, untersucht, konnte aber keinen

1) G. C. Schmidt, Wied. Ann. 34, p. 708, 1898.
2) O. Knoblauch, Zeit. f. phys. Chemie 29, p. 527, 1899.
3) Henry, Proc. Camb. Phil. Soc. 9, p. 319, 1897.

Anstieg der Leitfähigkeit, bei Belichtung des Gases, entdecken. Buisson[1]) war nicht imstande, irgend eine Leitfähigkeit in Luft, durch welche ultraviolettes Licht gegangen war, nachzuweisen; kürzlich jedoch hat Lenard[2]) eine Erscheinung beschrieben, die einer sehr leicht absorbierbaren Art ultravioletten Lichtes, die er erhielt, wenn Bogenentladung von einer Induktionsspule zwischen Aluminiumelektroden überging, zukommt. Das Licht wird so leicht in der Luft absorbiert, daß seine Wirkung unmerklich wird, nachdem es einige Zentimeter Luft von Atmosphärendruck passiert hat. Quarz ist durchlässiger als Luft für dieses Licht; Leuchtgas ist viel weniger durchlässig als Luft, während Wasserstoff es mehr ist. Wenn die Aluminiumelektroden vor einem Quarzfenster in einer Metallplatte angebracht wurden und ein geladener Leiter auf die andere Seite der Platte nahe der von diesen Strahlen beleuchteten Gasschicht gesetzt wurde, so ergab sich, daß er schnell eine positive, viel langsamer eine negative Ladung verlor. Um störende Einflüsse durch Auffallen des Lichtes auf Metalloberflächen in der Nachbarschaft zu vermeiden, bedeckte Lenard diese mit Seifenwasser, welches er als einen sicheren Schutz gegen die Entladung der Elektrizität durch Licht, das auf eine Metallplatte fällt, gefunden hatte. Der viel größere Verlust, der sich ergab, wenn die Platte positiv als wenn sie negativ war, zeigt an, daß die Geschwindigkeit der negativen Ionen viel größer als die der positiven ist. Lenard maß nach einer Methode, die Zeleny zuerst verwandt hat und die auf S. 42 beschrieben wurde, die Geschwindigkeit der Ionen; er fand, daß unter einem Potentialfall von einem Volt pro cm die Geschwindigkeit der negativen Ionen durch Luft von Atmosphärendruck gleich 3,13 cm/sek. ist; dies ist bedeutend größer (fast doppelt so groß) als der Wert für die Geschwindigkeit, der von Rutherford für die negativen Ionen, die durch gewöhnliches ultraviolettes Licht, das auf eine Metallplatte fällt, gefunden wurde: die Geschwindigkeit der positiven Ionen im Potentialfall von einem Volt pro cm wurde von Lenard als nur 0,0015 cm/sek. gefunden, das ist nur $^1/_{2000}$ der Geschwindigkeit des negativen Ions. Die außerordentlich kleine Geschwindigkeit der positiven Ionen läßt es fraglich erscheinen, ob die sich bewegenden positiven Teilchen nicht eher Staub oder kleine Tropfen reinen Wassers als Gasionen sind. Es wäre wesentlich zu zeigen, daß die Teilchen nicht diesen Charakter haben, wenn diese Experimente dazu dienen sollen, die Ionisation der Luft durch ultraviolettes Licht zu zeigen, denn die außerordentliche Diskrepanz zwischen den Geschwindigkeiten der positiven und negativen Ionen ist genau das, was wir erwarten sollten, wenn Staub, der photoelektrische Eigenschaften

Lenards Nachweis d. Effektes in Gasen, bei Vermeidung von metallischer Oberflächenentladung.

1) Buisson (Perrin), Ann. de Chimie et de Physique VII, 11, p. 526, 1897.
2) Lenard, Drudes Ann. 1, p. 486; 3, p. 298, 1900.

besitzt, der Einwirkung des ultravioletten Lichtes unterworfen wird; solche Teilchen würden negative Elektrizität entladen, während die positive Elektrizität im Staube zurückbleiben würde; die verhältnismäßig großen Staubteilchen würden sich sehr langsam in einem elektrischen Felde bewegen, während die negativen Ionen, die frei von Staub sind, sich, wie man erwarten sollte, mit viel größerer Geschwindigkeit bewegen würden. Lenard diskutiert diese Interpretation seiner Resultate und verwirft sie aus Gründen, die uns nicht absolut bindend erscheinen. Er behauptet, daß die negativen Ionen, die durch den Einfluß des ultravioletten Lichtes in Luft erzeugt werden, wesentlich verschieden sind von denen, die erzeugt werden, wenn Licht auf ein Metall fällt, und daß, während die letzteren imstande sind, Kondensation in einem Dampfstrahl zu erzeugen, die ersten es nicht sind. Dies geht aus folgendem hervor: obwohl das Gas bei direkter Belichtung durch ultraviolettes Licht kräftige Kondensation in einem Dampfstrahl erzeugt, ist dies nicht mehr der Fall, wenn die negativen Ionen aus dem beleuchteten Gase durch eine positiv geladene Platte, die in einiger Entfernung aufgestellt wird, herausgezogen werden. Die Kondensation des Dampfstrahles in dem Teil des Gases, der zwischen der Platte und dem dem Licht exponierten Gase liegt, bleibt also aus, trotzdem dieser Teil des Gases, wie das Entweichen der positiven Elektrizität von der Platte zeigt, von negativen Ionen durchsetzt wird. Um das Experiment beweisend zu machen, müßten wir jedoch wissen, wie empfindlich der Dampfstrahl war, also etwa die Minimumzahl der Ionen pro Kubikzentimeter, die er noch nachzuweisen imstande ist, kennen, und ferner müßten wir sicher sein, daß die Zahl der negativen Ionen in der Nachbarschaft des Dampfstrahles diese Minimumzahl überwiegt: gerade dieser Punkt erfordert sehr sorgfältige Beobachtung, denn wenn das elektrische Feld in der Nachbarschaft der Platte intensiv ist, so werden die negativen Ionen sich mit sehr großer Geschwindigkeit bewegen, und eine sehr kleine Zahl der Ionen pro cbcm wäre hinreichend, einen sehr beträchtlichen Elektrizitätsverlust zu erzeugen; in der Tat, wenn dieser Elektrizitätsverlust „Sättigungswert“ hätte, so sähen wir, daß die Dichte der Ionen umgekehrt proportional mit der Stärke des Feldes sein würde, so daß mit wachsender Feldstärke die Kondensation des Dampfstrahles bald zum Verschwinden gebracht werden könnte. Demnach beweist dieses Experiment nicht, daß die negativen Ionen nicht imstande sind, als Zentren der Kondensation zu wirken: um den Beweis zwingend zu machen, müßten wir wissen, ob die Zahl der Ionen pro Volumeneinheit so groß war, daß Kondensation stattfinden würde, wenn diese Ionen die Eigenschaft der normalen negativen Ionen hätten.

Zweifel an der Notwendigkeit, das Lenardsche Experiment durch Ionen zu erklären.

118. C. T. R. Wilson[1]) hat das ultraviolette Licht in Hinsicht auf seine Fähigkeit, wolkige Kondensation im Gase zu erzeugen, studiert. Die Resultate mit intensivem Licht wurden bereits in Kapitel VII beschrieben, wir wollen nur hier erwähnen, welche Erscheinungen erhalten wurden, wenn das Licht sehr schwach war, da diese Erscheinungen sich direkt auf die Frage der Ionisation der Luft durch ultraviolettes Licht beziehen, wenn sie auch nicht unmittelbar mit den Erscheinungen, die durch außerordentlich leicht absorbierbares Licht, wie solches von Lenard studiert wurde, zusammenhängen. Wilson fand, daß bei sehr schwachem ultraviolettem Licht durch Expansion Wolken erzeugt wurden, wenn die Expansion einen bestimmten Betrag überschritt, gerade wie im Falle eines durch Röntgenstrahlen ionisierten Gases, und daß der Expansionsgrad, der nötig war, genau der gleiche für ultraviolettes Licht wie für Röntgenstrahlen war: danach scheint es auf den ersten Blick, als ob ultraviolettes Licht das Gas ionisierte. Wilson fand jedoch, daß die durch ultraviolettes Licht erzeugte Nebelbildung sich von der durch Röntgenstrahlen dadurch unterschied, daß die erstere nicht durch ein starkes elektrisches Feld beeinflußt wurde, während die Nebelbildung durch Röntgenstrahlen durch ein elektrisches Feld fast völlig verhindert wurde. Wenn die Wolkenbildung durch das ultraviolette Licht einer Ionisation des Gases zuzuschreiben wäre, so müßten die Ionen durch ein elektrisches Feld entfernt werden und die Wolkenbildung würde verhindert. Andererseits aber ist die Übereinstimmung in der Expansion, die notwendig ist, um Wolkenbildung einmal bei ultraviolettem Licht und dann, wenn Ionen vorhanden sind, zu erzeugen, so bemerkenswert, daß es uns nicht recht einleuchten will, zu glauben, daß die Kerne in beiden Fällen verschieden sind; mir scheint eine Deutung, die in Übereinstimmung mit den Tatsachen ist, die zu sein, daß auch durch schwaches ultraviolettes Licht Tropfen gebildet werden, die geladene Ionen als Kerne haben, daß aber diese Ionen während der Expansion des Gases erzeugt sind und nicht vorhanden sind, wenn das Gas in Ruhe ist; diese Ionen entstehen vielleicht auf folgende Weise: Wir sahen in Kapitel VII, daß unter der Wirkung einer starken ultravioletten Beleuchtung sichtbare Wolken sich bilden, ohne daß Expansion stattfindet, diese Wolken sind wahrscheinlich der Bildung von Wasserstoffsuperoxyd, das sich mit dem Wasser mischt und den Dampfdruck erniedrigt, zuzuschreiben; wenn nun das Licht sehr schwach ist, so erscheint eine Bildung von Wassertropfen möglich; sie wird aber infolge der sehr geringen Menge des durch das schwache Licht erzeugten Wasserstoffsuperoxydes nicht groß genug sein, um sichtbar zu werden. Hiernach können wir die Luft, die

Versuch einer Erklärung der Identität des Expansionsgrades für Wolkenbildung in röntgenisierter und ultraviolett belichteter Luft.

1) C. T. R. Wilson, Phil. Trans. A, 192, p. 403, 1899.

ultraviolettem Lichte ausgesetzt wird, als angefüllt mit außerordentlich kleinen Tropfen Wassers ansehen; wenn die Expansionen nun stattfinden, so wird die Luft plötzlich längs der Tropfen hin bewegt, und wir erhalten einen Zustand, der in vieler Hinsicht dem Durchperlen von Gas durch Wasser ähnlich ist. Wenn aber Luft durch Wasser hindurchperlt, so hat Lord Kelvin[1]) nachgewiesen, daß negative Elektrizität in der Luft und positive im Wasser frei wird; wenn also die Luft an den Wassertropfen vorbeistreicht, so sollten wir erwarten, daß die Luft negative Ionen enthält und daß die positiven Ionen in den Tropfen zurückbleiben; die einmal gebildeten Ionen würden als Kerne der Wolkenbildung wirken, wenn die Expansion den Wert von 1,25 überschreitet. Ist diese Anschauung richtig, dann müßten wir erwarten, daß die Zahl der Ionen, die durch eine Expansion erzeugt wird, die größer als 1,25 ist, mit der Expansion wächst, denn in diesem Falle muß die Expansion sowohl die Kerne wie die Wolkenbildung erzeugen, und je stärker die Expansion wird, um so größer würde die Zahl der erzeugten Kerne.

Meteorologischer Gesichtspunkt.

Es ist eine für die Meteorologie sehr wichtige Frage, ob Sonnenlicht direkt eine Wolkenbildung in der Atmosphäre ohne Expansion erzeugen kann. Wilson war nicht imstande, eine Wolkenbildung in einem geschlossenen Gefäße bei Sonnenlicht mit weniger als der normalen Expansion von 1,25 zu erhalten. Er ist aber der Ansicht, daß die Bedingungen in der offenen Luft für die Erzeugung von Nebel günstiger sind als in einem geschlossenen Gefäße, denn in einem geschlossenen Gefäße können ja die Tropfen an die Wände diffundieren, bevor sie Zeit haben, auf eine sichtbare Größe zu wachsen, während in der atmosphärischen Luft ein Verlust dieser Art für sie nicht existiert.

Die photoelektrischen Effekte verlaufen unter gleichzeitiger Absorption von Licht.

Die Absorption von Lösungen ist proportional dem photoelektrischen Effekt, aber nicht umgekehrt.

119. Stoletow[2]) lenkte in einem früheren Stadium der Entwicklung dieses Gegenstandes die Aufmerksamkeit auf den Zusammenhang zwischen den photoelektrischen Erscheinungen und der Absorption des elektrischen Lichtes; er brachte heraus, daß Wasser, welches keine photoelektrischen Effekte gibt, manche der sichtbaren oder ultravioletten Strahlen nicht absorbiert, während Lösungen wie etwa Methylgrün oder Methylviolett, die photoelektrisch sind, starke Absorption zeigen. Hallwachs[3]), der diesen Gegenstand eingehender untersuchte,

1) Lord Kelvin, Proc. Roy. Soc. 57, p. 335, 1894.
2) Stoletow, Physik. Revue 1, 1892.
3) Hallwachs, Wied. Ann. 37, p. 666, 1889.

zeigte, daß alle photoelektrischen Flüssigkeiten, die er untersuchte, starke Absorption für ultraviolettes Licht hatten, daß aber starke Absorption nicht stets von photoelektrischen Erscheinungen begleitet war; so ist z. B. die wässerige Lösung von Fuchsin photoelektrisch, und die alkoholische Lösung ist es nicht, trotzdem die alkoholischen Lösungen mehr ultraviolettes Licht als die wässerigen absorbieren.

Einfluß der Absorption verschiedenfarbigen Lichtes auf den photoelektrischen Effekt.

Die Wirkungen starker Absorption wurden sehr schön durch die Experimente von Elster und Geitel[1]) über das Entweichen negativer Elektrizität von den Oberflächen von Natrium, Kalium und Rubidium unter verschiedenfarbigem Licht erwiesen. Die Experimente, deren Resultate in der folgenden Tabelle wiedergegeben sind, wurden folgendermaßen angestellt; der Grad des Entweichens von den drei Metallen wurde zunächst untersucht, wenn sie weißem Licht von einer Petroleumlampe ausgesetzt waren; diese Messungen sind in der Tabelle unter weißem Licht angegeben. Das Licht der Lampe wurde alsdann durch eine ammoniakalische Lösung von Kupferoxyd filtriert und die Metalle dem blauen Licht, das man so erhielt, exponiert; dann wurde diese Lösung durch eine von Kaliumchromat ersetzt, um gelbes Licht zu erhalten, durch eine von Kaliumbichromat, um orangefarbiges Licht zu erhalten, und durch eine Platte von dunkelrotem Glas, um rotes zu bekommen.

Farbe des Lichtes	Entweichen der negativen Elektrizität		
	Natrium	Kalium	Rubidium
Weiß	21,0	53,1	537,0
Blau	7,8	30,3	86,8
Weiß	22,6	52,9	527,7
Gelb	8,3	3,5	339,7
Weiß	21,9	53,9	552,3
Orange	3,1	2,2	182,0
Weiß	21,9	52,9	527,7
Rot	0,2	0,1	21,0

Demnach sehen wir aus dieser Tabelle, daß, obwohl für weißes und blaues Licht Kalium photoelektrischer als Natrium ist, es viel weniger photoelektrisch als dieses für gelbfarbiges und orangefarbiges Licht ist, was der starken Absorption dieser Strahlen durch Natrium zuzuschreiben ist. Die sehr große Empfindlichkeit von Rubidium gegenüber Licht von langer Wellenlänge ist besonders hervorzuheben; während die Verhältnisse des Elektrizitätsentweichens für Rubidium und Kalium bei blauem Licht nur wie 3 zu 1 waren, war das Verhältnis für gelbes Licht wie 100 zu 1.

1) Elster und Geitel, Wied. Ann. 52, p. 433, 1894.

Zusammenhang zwischen Elektrizitätsverlust und elektrischer Feldstärke.

Experimentelle Daten.

120. Die ersten Messungen über diesen Gegenstand wurden von Stoletow[1]) angestellt, der die folgende Anordnung benutzte: das Licht einer Bogenlampe ging durch eine Öffnung in einem Metallschirm und fiel nach Passierung einer durchbohrten Platte C auf eine parallele Metallplatte D; diese Platte war mit dem negativen Pol einer Batterie verbunden. Der Strom, der zwischen den Platten floß,

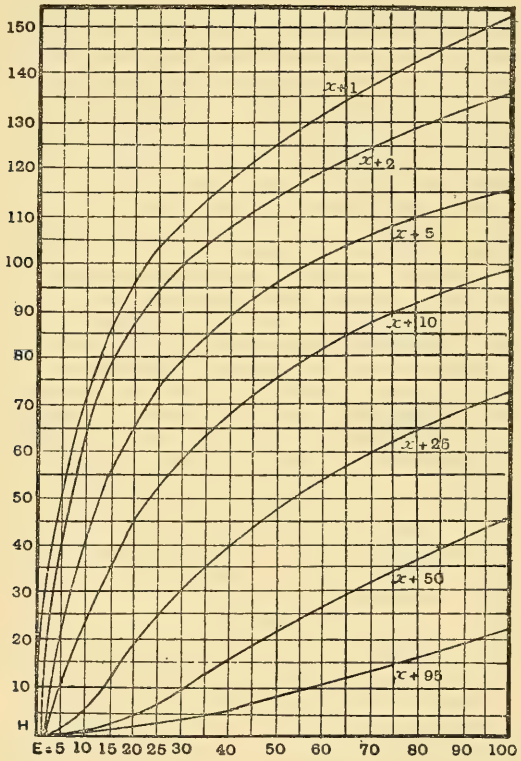


Fig. 55.

wurde durch ein sehr empfindliches Galvanometer gemessen. Mit Hilfe dieser Anordnung maß Stoletow die Beziehung zwischen Stromstärke und Potentialdifferenz zwischen den Platten, indem er Experimente anstellte, bei denen die Entfernungen der Platten von 2,5 bis zu 100 mm variierten; die Resultate dieser Experimente, bei welchen das Gas zwischen den Platten Luft von Atmosphärendruck war, sind durch die Kurven in Fig. 55 dargestellt; die Abszissen stellen die

1) Stoletow, Journal de Physique II, 9, p. 468, 1890.

Potentialdifferenz zwischen den Platten dar, als Einheit wurde 1,43 Volt (die elektromotorische Kraft der Clarkzelle) genommen; die Ordinaten stellen die Stromstärke dar, die zwischen den Platten gemessen wurde, als Einheit wurde $8{,}6 \cdot 10^{-11}$ Ampère genommen; die Bezeichnung der Kurve, z. B. $x + 25$, bedeutet, daß die Entfernung zwischen den Platten $x + 25$ mm, wo x eine Entfernung von etwa 1,5 mm, die nicht sehr genau bestimmt wurde, ist, der Durchmesser der Platten betrug 22 mm. Aus den Kurven geht hervor, daß, solange die Entfernung zwischen den Platten klein und die elektromotorische Kraft groß ist, der Strom viel langsamer als die elektromotorische Kraft wächst; er ist jedoch weit entfernt von der Sättigung; wenn aber die Platten um Entfernungen voneinander getrennt waren, die größer als 25 mm waren, so trat erst recht keine Näherung an die Sättigung ein. Die Kurven, die größeren Entfernungen zwischen den Platten entsprechen, zeigen, daß bei geringer elektromotorischer Kraft der Strom schneller wächst als die Potentialdifferenz. Soweit wie die Messungen, die in der Figur dargestellt sind, gehen, ist i nahezu gleich für alle Entfernungen d, vorausgesetzt, daß V/d das gleiche ist, wenn V die Potentialdifferenz ist, es ist also i eine Funktion des Mittelwertes der elektromotorischen Kraft zwischen den Platten; diese Regel ist, wie Stoletow in einer späteren Abhandlung[1]) zeigte, für größere Bereiche der Potentialdifferenzen nicht anwendbar, speziell bei niederem Druck sind die Abweichungen von ihr sehr beträchtlich.

Da in diesem Falle die Ionen alle von einer Art sind, wollen wir die Gleichung von Art. 99 anwenden, also

$$X^2 = X_0^2 + \frac{8\pi i x}{R}$$

setzen, wo R die Geschwindigkeit des Ions im Felde Eins ist, i die Stärke des Stromes, X_0 und X die Werte der elektrischen Kraft an der Platte und in einem Punkte, der von der Platte um x entfernt ist.

Einfluß der Ionen auf die Potentialverteilung zwischen den Platten.

Um abzuschätzen, welche Änderung im elektrischen Felde durch die Gegenwart von negativen Ionen zwischen den Platten hervorgerufen wird, wollen wir eines der Experimente von Stoletow, bei dem der Strom von einem Felde von 150 Volt pro cm erzeugt wurde und die Stärke $3{,}3 \cdot 10^{-11}$ hatte, betrachten. Die Geschwindigkeit der negativen Ionen, die durch ein Feld von 1 Volt pro cm erzeugt werden, wurde von Rutherford zu etwa 1,5 cm/sek. bestimmt. Wenn wir demnach elektrostatische Einheiten verwenden, und mit X und X_0 die Werte bezeichnen, welche X an zwei Stellen, die voneinander um 1 cm entfernt sind, hat, und wenn wir in der vorigen Gleichung $i = 10^{-1}$, $R = 4{,}5 \cdot 10^2$, $X + X_0 = 1$ setzen, so erhalten wir $X - X_0 = 1/180$ oder ein wenig kleiner als 2 Volt pro cm, woraus folgt, daß

1) Stoletow, Journal de Physique II, 9, p. 469, 1890.

die Veränderung in der Stärke des Feldes verhältnismäßig klein ist. Stoletow war bei Messung der Stärke des Feldes zwischen zwei parallelen Platten, von denen die eine durch ultraviolettes Licht beleuchtet war, nicht imstande, einen Unterschied in der Intensität zu entdecken. Schweidler[1]), der diesen Punkt in einer späteren Epoche untersuchte, fand, daß die Verteilung des Potentiales zwischen den Platten, bei Einwirkung des ultravioletten Lichts, nicht ganz gleichförmig war; seine Resultate sind in Fig. 56 dargestellt, wo die gekrümmte Linie die Verteilung des Potentials bei Einwirkung des Lichts, die gerade bei Ausschaltung desselben, darstellt. Die Krümmung der Potentialkurve im Lichte findet vollständig nach einer Richtung hin statt; hierdurch wird das Vorhandensein eines Überschusses von negativen Ionen an jeder Stelle im Bereiche zwischen

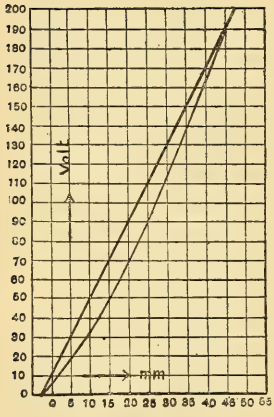


Fig. 56.

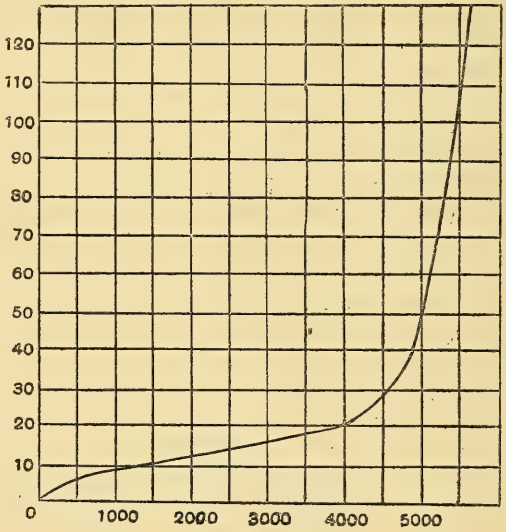


Fig. 57.

den Platten angezeigt. Die Variation in der Stärke des Feldes zwischen den Platten wurde ebenfalls von Buisson[2]) beobachtet und gemessen und von ihm dazu benutzt, die Geschwindigkeit der negativen Ionen zu bestimmen; er findet, daß unter einem Potentialfall von einem Volt pro cm diese Geschwindigkeit etwa 2,2 cm/sek. ist.

Beziehung zwischen Gefälle und Strom.

Schweidler[3]) hat auch Experimente über die Beziehung zwischen Stromstärke und Stärke des elektrischen Feldes angestellt. Seine Experimente waren weiter ausgedehnt als die Stoletows: seine Resultate

1) Schweidler, Wien. Ber. 107, p. 881, 1898.
2) Buisson, Comptes Rendus 127, p. 224. 1898.
3) Schweidler, Wien. Ber. 108, p. 273, 1899.

für Luft von Atmosphärendruck sind durch die Kurve in Fig. 57 dargestellt. Es ist ersichtlich, daß bei Erreichung einer Feldstärke von 4730 Volt, welche der entspricht, die notwendig ist, Bogenentladung zwischen den Platten bei 2 mm Entfernung zu erzeugen, ein außerordentlicher Anstieg des Stromes stattfindet.

Solchen plötzlichen Anstieg des photoelektrischen Effektes in der Nähe des Funkenpotentials hat zuerst Kreusler[1]) beobachtet. Der Zusammenhang zwischen dem Elektrizitätsverlust von Platten aus Eisen, Aluminium, Kupfer, Zink, Silber und amalgamiertem Kupfer und der Feldstärke sind in den Kurven der Fig. 58 wiedergegeben: die Abszissen, von 0 aus gemessen, stellen den Unterschied zwischen der elektromotorischen Kraft, die verwandt wurde, und derjenigen, die erforderlich ist, um Entladung im Dunklen hervorzurufen, dar. Der Anstieg im Entweichen der Elektrizität ist so groß, daß er sich nicht gut in einer Figur von mäßiger Größe darstellen läßt; eine bessere Vorstellung kann man für den Fall der Zinkplatte aus der folgenden Tabelle erhalten, die von Kreusler angegeben wurde. V ist die Potentialdifferenz und i der Strom, das Potential, das notwendig ist, um Bogenentladung zu erzeugen, war 4060.

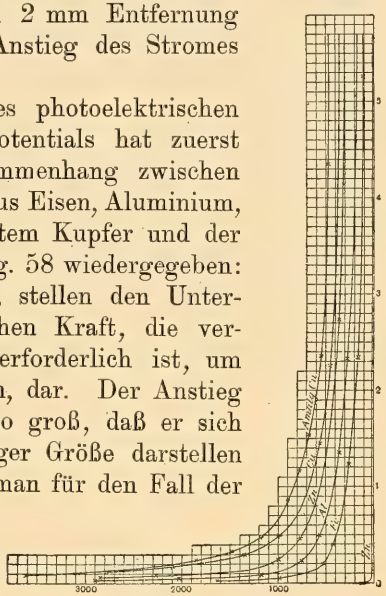


Fig. 58.

V	$i\,(1 \cdot 10^{-10}$ Amp.)	V	$i\,(1 \cdot 10^{-10}$ Amp.)	V	$i\,(1 \cdot 10^{-10}$ Amp.)
4040	136,39	3050	0,19	3300	0,36
3970	25,67	2540	0,09	3440	0,58
3780	5,88	1760	0,06	3640	1,36
3700	2,40	1170	0,05	3710	1,98
3590	1,39	1760	0,06	3760	3,88
3440	0,70	2530	0,08	3970	21,09
3300	0,40	3060	0,17	4040	80,51

Ermüdungserscheinungen.

Diese Beobachtungen zeigen ferner deutlich, daß ein Effekt existiert, der oft beobachtet wurde, wenn ultraviolettes Licht verwandt wurde, nämlich der der Abnahme der Empfindlichkeit mit der Zeit; von zwei Ablesungen, die bei der größten Potentialdifferenz erhalten wurden, war die letztere sehr merklich kleiner als die erstere. Dieses „Ermüden“ der Platten ist wahrscheinlich einer Oxydation zuzuschreiben; sie findet weder in Wasserstoff, noch bei sehr niederem Druck, noch wenn Platin statt Zink verwandt wird, statt.

1) Kreusler, Drudes Ann. 6, p. 398, 1901.

Abhängigkeit des photoelektrischen Stromes vom Gasdruck.

Der Anstieg des Elektrizitätsentweichens bei bestimmter Stärke des elektrischen Feldes ist ebenfalls sehr deutlich, wenn das Gas unter niedrigem Druck steht. Die Erscheinungen bei verändertem Gasdruck wurden zuerst von Stoletow[1]) und in der Folge von Schweidler[2]) und von Lenard[3]) untersucht. Stoletow zeigte, daß vom Atmosphärendruck aus der Strom mit vermindertem Druck langsam anwächst, daß aber die Änderung im Strome im Vergleich mit der des Druckes gering ist; ist die Reduktion des Druckes noch weitergetrieben, so wird ein Stadium erreicht (bei nicht zu kleiner Feldstärke), wo der Strom schnell anwächst, wenn der Druck weiter vermindert wird; dies dauert an, bis der Strom einen maximalen Wert erreicht. In dem nun folgenden Abfall erhält man bei dem niedrigsten Druck einen Grenzwert, der unabhängig von der Feldstärke ist.

Sättigungsstrom des photoelektrischen Effektes in der Abhängigkeit vom Gasdruck.

Die Veränderung des Stromes mit dem Druck bei konstanter Potentialdifferenz ist in den Kurven (nach Stoletows Abhandlung)

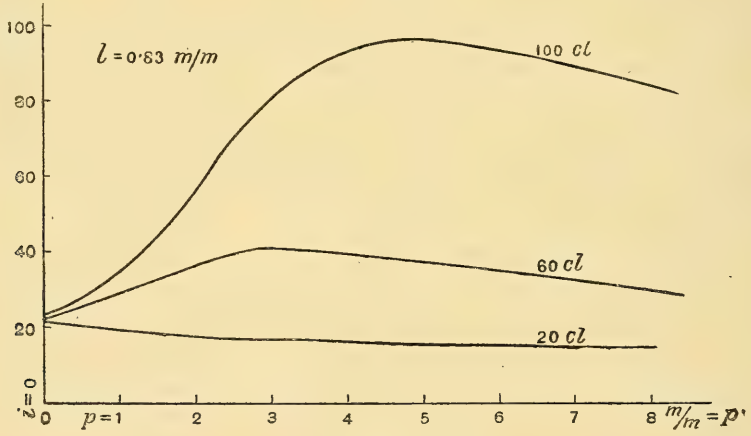


Fig. 59.

in Figur 59 wiedergegeben; die Entfernung zwischen den Platten ist 0,83 mm; die Bezeichnung an den Kurven zeigt die Potentialdifferenz, in Anzahl der Clarkzellen ausgedrückt, an. (1 Clarkzelle = 1,4 Volt.)

Die Werte des Stromes für eine Reihe von Drucken bei einer Plattenentfernung von 3,71 mm und einer Potentialdifferenz von etwa 90 Volt sind in der folgenden Tabelle wiedergegeben:

1) Stoletow, Journal de Physique II, 9, p. 468, 1900.
2) Schweidler, Wien. Ber. 108, p. 273, 1899.
3) Lenard, Drudes Ann. 2, p. 359, 1900.

Druck in Millimetern	Strom	Druck in Millimetern	Strom	Druck in Millimetern	Strom
754	8,46	2,48	74,7	0,105	65,8
152	13,6	1,01	105,8	0,0147	53,8
21	26,4	0,64	108,2	0,0047	50,7
8,8	32,2	0,52	102,4	0,0031	49,5
3,3	48,9	0,275	82,6		

Bei Betrachtung der Kurven der Fig. 59 sehen wir, daß der Druck, bei welchem der Strom ein Maximum hat, mit der elektromotorischen Kraft zwischen den Platten wächst: Stoletow hat gezeigt, daß p_m der Druck, bei welchem der Strom ein Maximum hat, proportional ist mit E/d, wo d die Entfernung und E die Potentialdifferenz zwischen den Platten ist; dieses Gesetz läßt sich auch so ausdrücken, daß man sagt, daß, wenn λ die mittlere freie Weglänge eines Moleküles bei dem Drucke ist, für den die Stromstärke ein Maximum bei einer Feldstärke X hat, alsdann $X\lambda$ eine Konstante ist. Die Kurven in Fig. 59 zeigen, daß bei sehr niederem Druck der Strom unabhängig von der Stärke des elektrischen Feldes ist, daß er also gesättigt ist. Dies wird auch sehr gut durch die folgenden Zahlen, die Lenards Abhandlung entnommen sind, gezeigt. V ist die Potentialdifferenz in Volt, und i ist der Strom, das Vakuum war das best erhältliche, der Druck war weniger als 0,002 mm Quecksilber.

V	i	V	i
45000	$24{,}5 \cdot 10^{-10}$ Coulomb/sek.	500	$23{,}4 \cdot 10^{-10}$ Coulomb/sek.
25000	26,6 „ „	120	21,9 „ „
8900	22,5 „ „	14	19,9 „ „
4100	24,8 „ „	9	15,9 „ „
3110	24,5 „ „	1	7 „ „
1300	24,5 „ „	0	4 „ „

Der „kritische Druck“ ist von derselben Größenordnung wie der Druck, bei dem das elektrische Feld imstande sein würde, eine Entladung im Dunkeln zu erzeugen. Für diesen Bereich des Druckes hat Stoletow nachgewiesen, daß der Strom nicht wesentlich von dem Werte E/d abhängt, wo E die Potentialdifferenz und d die Entfernung zwischen den Platten ist, denn mit einem konstanten Werte von E/d wächst der Strom bei diesen Drucken schnell mit der Entfernung zwischen den Platten.

Photoelektr. Effekt und Oberflächenbeschaffenheit.

Messungen des Grenzstromes für verschiedene Metalle wurden mit einer der Lenardschen analogen Versuchsanordnung im äußersten Vakuum von E. Ladenburg[1]) angestellt. Es zeigte sich, daß auch im äußersten Vakuum der Einfluß der Oberflächenbeschaffenheit des

1) E. Ladenburg, Diss. Leipzig 1903. Drudes Ann. 12, p. 571, 1903.

Metalls auf den photoelektrischen Effekt sehr beträchtlich ist. Der Effekt erreicht bei auf Hochglanz polierten Elektroden ein Maximum. Die Reihenfolge der Metalle wurde an Platten festgestellt, die auf Hochglanz poliert waren. Als photoelektrischer Grenzstrom bezogen auf Al = 1 werden folgende Werte angegeben: Cu 15,6, Messing 10, Zink 6,67, Plt 3,3, Ni 2,99, Fe 2,37, Magnalium 2,35, Stahl 1,45, Silber 1,42.

V. Schweidler[1]) hat Kurven angegeben, welche den Zusammenhang zwischen Stromstärke und Potentialdifferenz bei verschiedenen Drucken darstellen. Ähnliche Kurven wurden später von Varley im Cavendish Laboratorium erhalten, einige von diesen sind in den Figuren 60 und 61 wiedergegeben.

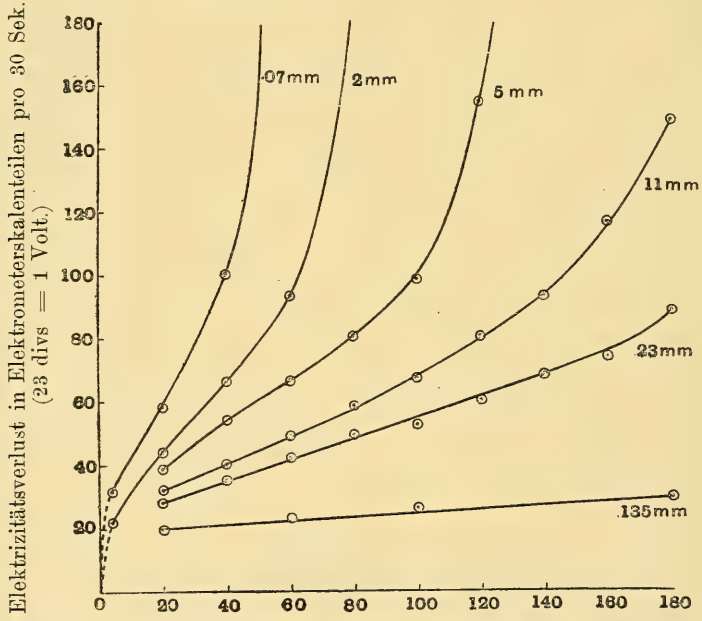


Fig. 60. Veränderung des Elektrizitätsverlustes einer Zinkoberfläche bei Bestrahlung mit ultraviolettem Licht, wenn der Druck bei konstanter Beleuchtung geändert wurde.

Die Experimente wurden in Wasserstoff angestellt. Die Entfernung zwischen den Elektroden war 1 cm.

Die drei Stadien des photoelektr. Stromes bei Änderung der E. M. K.

Die Kurven zeigen drei ausgeprägte Stadien: das erste für den Fall, daß die elektrische Kraft schwach ist; hier wächst der Strom schnell mit der elektromotorischen Kraft; alsdann nimmt der Anstieg

1) V. Schweidler, Wien. Ber. 108, p. 273, 1899.

allmählich mit wachsender Feldstärke ab, und das zweite Stadium ist erreicht, wenn der Strom sich nur noch langsam, bei einigen Drucken beinahe gar nicht mehr mit der elektrischen Feldstärke ändert; bei

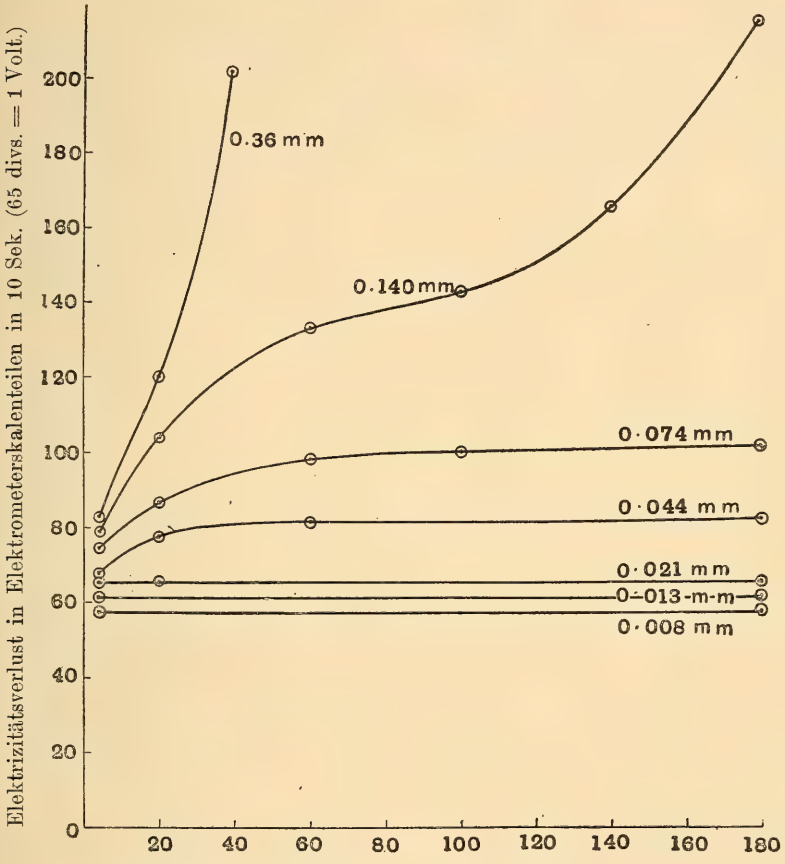


Fig. 61. Abhängigkeit des Elektrizitätsverlustes einer Zinkplatte von der Änderung des Druckes, wenn dieser niedrig ist, bei konstanter ultravioletter Beleuchtung.

Die Experimente wurden in Luft angestellt. Die Entfernung zwischen den Elektroden war 4 mm.

noch größeren elektrischen Kräften tritt dann ein drittes Stadium ein, das dadurch charakterisiert ist, daß der Strom schnell mit der elektromotorischen Kraft und mit der Entfernung zwischen den Elektroden anwächst.

Theoretische Betrachtungen über den Zusammenhang zwischen Strom und Feldstärke.

Gleichgewichtszustand beim photoelektrischen Effekt.

121. Es wird vorteilhaft sein, unsere Betrachtungen zunächst auf elektrische Felder zu beschränken, welche schwach im Vergleich mit denen sind, die erforderlich sind, um eine elektrische Entladung im Dunkeln hervorzurufen. Die Ansicht, die wir über die Wirkung des ultravioletten Lichtes uns gebildet haben, ist die, daß unter der Einwirkung dieses Lichtes das Metall pro Querschnittseinheit in der Zeiteinheit eine bestimmte Zahl Elektronen aussendet, daß diese sich jedoch, im Falle das Metall von Gas umgeben ist, bald an ein oder mehrere Moleküle des Gases ansetzen und negative Ionen bilden. Ist kein elektrisches Feld vorhanden, um diese Ionen fortzuschaffen, so werden sie sich an der Außenseite der Metallplatte anhäufen, und da sie zahlreicher in geringer Entfernung von der Platte als unmittelbar an der Platte selbst vorhanden sind, so wird eine Diffusion der Ionen von Stellen größerer Dichte zu Stellen geringerer Dichte, also rückwärts in die Platte hinein, stattfinden, und es wird ein Gleichgewichtszustand eintreten, wenn die Anhäufung der Ionen an der Oberfläche der Platte so groß ist, daß die Zahl der Ionen, welche nach rückwärts in die Platte hineindiffundieren, gleich der Zahl ist, die von ihr durch das ultraviolette Licht herausbefördert werden. Wenn ein elektrisches Feld auf das Gas einwirkt, so werden einige Ionen sich durch das Gas hin bewegen, indem sie einen elektrischen Strom erzeugen; die Anhäufung von Ionen wird alsdann nicht so groß sein wie im vorigen Falle, und der Gleichgewichtszustand wird erreicht, wenn die Zahl der Ionen, die durch das ultraviolette Licht weggeschafft werden, gleich ist der Zahl, die rückwärts in die Platte hineindiffundieren, plus der Zahl, die durch das elektrische Feld fortgetragen werden.

Mathematische Formulierung. Erstes Stadium.

Um diese Überlegungen in eine symbolische Form zu bringen, wollen wir den Fall annehmen, daß der Strom zwischen zwei parallelen Platten fließt: es sei I die Zahl der negativen Ionen, die pro Einheitsquerschnitt der beleuchteten Oberfläche in der Zeiteinheit ausgehen[1]), und σ die Zahl der Ionen pro cbcm an irgend einer Stelle zwischen den Platten, wenn dann X die elektrische Kraft, u die Geschwindigkeit ist, die ein negatives Ion im elektrischen Felde Eins erreicht, e die Ladung eines Ions und i der Strom, der durch den Einheitsquerschnitt fließt, so ist $Xu\sigma e = i$; wir sahen, daß X nahezu konstant zwischen den Platten ist; da nun i konstant ist, so folgt, daß σ angenähert konstant sein wird. Dieser konstante Wert von σ

1) Diese Ionen gehen als Elektronen aus, werden aber bald in Ionen verwandelt, indem sich Gasmoleküle an sie heranhängen und sie umgeben.

wird jedoch nicht bis zur beleuchteten Platte hin konstant sein, wir wollen daher annehmen, daß die Dichte der Ionen von Null bis zu diesem konstanten Werte innerhalb einer geringen Entfernung λ von der Platte anwächst; demnach wird an der Oberfläche der Platte für die Ionen ein Dichtegefälle von der Größenordnung σ/λ vorhanden sein, und wenn D der Diffusionskoeffizient der Ionen durch das Gas ist, so wird die Zahl der negativen Ionen, die in die Flächeneinheit der Platte zurückfließen, pro Zeiteinheit gleich $D\sigma/\lambda$ sein. Die Zahl der Ionen, die durch das Gas hin vom elektrischen Felde in der Zeiteinheit fortgeschafft werden, ist gleich i/e, demnach haben wir für den stationären Zustand:

$$I = \frac{D \cdot \sigma}{\lambda} + \frac{i}{e};$$

es ist aber $Xu\sigma e = i$, so daß

$$I = \frac{i}{e}\left\{\frac{D}{\lambda \cdot Xu} + 1\right\}$$

ist, oder

$$i = \frac{e \cdot \lambda \cdot X \cdot u \cdot I}{D + \lambda \cdot X \cdot u}; \qquad (1)$$

diese Beziehung zwischen Strom und Feldstärke erklärt in der Hauptsache die Gestalt des ersten Teiles der von Schweidler und Stoletow erhaltenen Kurven, wenn X klein ist, ist der Strom proportional mit der elektromotorischen Kraft; sein Anstieg wird jedoch schwächer mit wachsendem X, und wenn X sehr groß wird, so nähert sich der Stromwert dem konstanten Werte Ie.

Beschränkung in der Anwendbarkeit der Theorie.

Wir haben auf S. 35 gesehen, daß $u = De(n/p)$ ist, wo n die Zahl der Moleküle in einem cbcm des Gases beim Drucke p ist: also ist u/D für alle Gase dasselbe; demnach folgt aus Gleichung (1), daß irgend eine Änderung im Strome, die dadurch hervorgerufen wird, daß man das Gas ändert, durch welches der Strom fließt, auf einer Änderung beruht, die in λ eintritt. Hieraus folgt, daß, wenn diese Gleichungen streng richtig wären, unter der gleichen Potentialdifferenz, vorausgesetzt daß sie klein ist, die Ströme durch verschiedene Gase den Werten der λ für diese Gase proportional sein würden. Im Zusammenhang hiermit ist es notwendig, daran zu erinnern, daß die Diffusion der Ionen rückwärts in die Metallplatte durch eine Schicht des Gases in unmittelbarer Nähe des Metalles stattfinden muß, und daß D sich auf diese Schicht bezieht, während das u, welches in Gleichung (1) vorkommt, sich auf das Gas in einer bedeutenden Entfernung von der Platte bezieht; wenn in der Natur der Gasschicht, die dicht am Metall haftet, etwas wäre, was das Gas, durch welches die Ionen diffundieren, unterschiedlich machte von dem übrigen Gase im Felde, so wären wir nicht berechtigt anzunehmen, daß das Verhältnis von D zu u eine von der Natur des Gases unabhängige Kon-

stante wäre. Ferner haben wir angenommen, daß nur solche Ionen für die Stromleitung in Betracht kommen, welche aus dem Metalle kommen; nun aber ist direkt ersichtlich, daß eine mit großer Geschwindigkeit erfolgende Bewegung der Ionen durch ein Gas das Gas ionisiert, so daß, wenn die Elektronen vom Metall mit einer Geschwindigkeit, die einen gewissen kritischen Wert überschreitet, ausgehen, sie die Moleküle des Gases, auf die sie treffen, ionisieren und so die Gesamtzahl der erzeugten Ionen die Anzahl der vom Metall ausgehenden Ionen übertreffen muß, und zwar um einen Betrag, der von der Natur des Gases abhängt. Die Beobachtungen, die bisher an verschiedenen Gasen gemacht sind, sind noch nicht genügend ausgedehnt, um uns in den Stand zu setzen, zu entscheiden, ob oder ob kein Effekt dieser Art existiert.[1]) Elster und Geitel[2]) und Stoletow[3]) fanden, daß bei von ihnen verwandten Feldstärken das Entweichen der Elektrizität durch Kohlensäuregas viel größer war als durch Luft oder Sauerstoff. Breisig[4]) fand dagegen, daß das Entweichen durch Kohlensäure geringer war als durch Luft, und daß es außerordentlich groß durch Dämpfe von Äther und Alkohol war. Der Elektrizitätsverlust variiert so sehr mit der Potentialdifferenz, daß ein Vergleich der Elektrizitätsverluste für die verschiedenen Gase bei nur einem Werte der Potentialdifferenz nicht zulässig ist und wenig Einblick zuläßt. Was wirklich wünschenswert wäre, ist ein Vergleich der verschiedenen Gase, der auf Kurven basiert ist, die die Beziehung zwischen Stromstärke und Potentialdifferenz darstellen. Es würde auch wünschenswert sein, diese Kurven für ultraviolettes Licht von verschiedener Wellenlänge zu besitzen. Die verschiedenen Gase könnten auch durch Änderung der Oberfläche des Metalles oder durch eine Verbindung mit dem Metalle oder durch Kondensation an ihrer Oberfläche verschiedenes Verhalten der Ströme verursachen.

Drittes Stadium. Erzeugung von Ionen durch Ionenstoß.

122. Wir wollen jetzt den plötzlichen Anstieg des Stromes betrachten, der eintritt, wenn das elektrische Feld die Stärke erreicht, die notwendig ist, um eine Dunkelentladung zu erzeugen. Wir können, wie ich denke, diesen enormen Anstieg des Stromes in der Nähe des Entladungspotentials mit Hilfe einiger Überlegungen erklären, die zuerst vom Verfasser[5]) angestellt wurden, um die Ionisation zu erklären, die eintritt, wenn ein starkes elektrisches Feld eine Entladung durch

1) Seitdem dies geschrieben ist, hat Varley im Cavendish Laboratorium Experimente angestellt, die die Existenz einer sekundären Ionisation beweisen.

2) Elster u. Geitel, Wied. Ann. 41, p. 161, 1890.

3) Stoletow, C. R. 107, p. 91, 1888.

4) Breisig, Bonn. Diss. 1891, Wied. Beibl. 17, p. 60.

5) J. J. Thomson, Proc. Camb. Phil. Soc. Feb. 5, 1900. Phil. Mag. V, 50, p. 278, 1900.

ein Gas hindurch erzeugt. Wenn Kathoden- oder Lenardstrahlen durch ein Gas hindurchgehen, so wird das Gas zum Leiter, d. h. es wird ionisiert; demnach sehen wir, daß beim Durchgang sehr schnell sich bewegender Ionen durch ein Gas diese auf Moleküle des Gases stoßen und durch den Stoß das Gas ionisieren; die Energie, die für die Ionisation erforderlich ist, entstammt der kinetischen Energie des sich schnell bewegenden Ions. Da zur Ionisation eines Gasmoleküles eine bestimmte Arbeitsgröße erforderlich ist, kann ein sich bewegendes Ion ein Gasmolekül, auf das es trifft, nicht eher ionisieren, bis seine kinetische Energie einen bestimmten kritischen Wert überschreitet; wenn aber dieser Wert überschritten ist, so wird ein bestimmter Bruchteil der Zahl der Zusammenstöße zwischen den Ionen und dem Molekül in Ionisation enden. Wenn nun die Ionen sich in einem elektrischen Felde bewegen, so wird die kinetische Energie, welche die Ionen erreichen, mit der Feldstärke wachsen, und wenn das Feld stark genug ist, um die kinetische Energie der Ionen den kritischen Wert überschreiten zu lassen, so werden die Ionen durch ihren Stoß Veranlassung zur Bildung neuer Ionen geben, und es wird so ein Anwachsen der Zahl der Ionen, also auch ein Anwachsen des Stromes im Gas eintreten; dieser Anstieg ist es, der so ausgesprochen bei den Strömen, die durch ultraviolettes Licht erzeugt sind, in Erscheinung tritt, wenn das elektrische Feld stark ist.

Theorie des Ionenstoßes und Diskussion der drei Stadien der Abhängigkeit der Stromstärke von der E. M. K. in obigen Experimenten.

Wenn l die mittlere freie Weglänge eines Ions, X die elektrische Kraft, e die Ladung des Ions ist, dann ist die mittlere kinetische Energie, die einem Ion durch das elektrische Feld erteilt wird, gleich Xel; wenn nun Xel einen bestimmten kritischen Wert überschreitet, so wird für einen bestimmten Bruchteil der Zusammenstöße Ionisation stattfinden; wir wollen diesen Bruchteil durch $f(Xel)$ bezeichnen; $f(x)$ sei eine Funktion von x, die verschwindet, wenn x unter einen gewissen Wert sinkt. Wenn nun n Ionen pro cbcm vorhanden sind, so wird die Zahl der Zusammenstöße pro Zeiteinheit nv/l, wo v die mittlere Geschwindigkeit der Bewegung ist; demnach werden in der Zeiteinheit pro Volumeneinheit

$$\frac{n \cdot v}{l} f(Xel)$$

Ionen produziert. Eine bestimmte Zahl der Zusammenstöße kann in Rekombination oder im Anschluß des Ions an das System, mit dem es kollidiert, enden, so daß das Ion aufhört, für den Transport des Stromes in Betracht zu kommen; es möge ein Bruchteil β der Zusammenstöße in einer Vernichtung der Existenz des Ions als ionisierendes Agens enden, dann wird die Zahl der Ionen, die pro cbcm des Gases in der Zeiteinheit verschwinden, gleich

$$\beta \frac{n \cdot v}{l}$$

sein[1]), demnach ist der Überschuß der Ionen, die erzeugt werden, über die, welche verschwinden, gleich

$$\frac{n \cdot v}{l} \{f(X \cdot el) - \beta\}.$$

Wir haben aus der Kontinuitäts-Gleichung, wenn u die mittlere Geschwindigkeit der Bewegung parallel der x-Achse ist,

$$\frac{dn}{dt} + \frac{d}{dx}(n \cdot u) = \frac{n \cdot v}{l} \{f(X \cdot el) - \beta\}. \qquad (2)$$

Wenn nun die Ionen sich so schnell bewegen, daß sie genügend große kinetische Energie besitzen, um als ionisierendes Agens in Aktion zu treten, so muß ihre Geschwindigkeit wesentlich durch das elektrische Feld verursacht sein, da ja, wenn dieses Feld nicht vorhanden ist, keine Ionisation durch sie erzeugt wird. Wir haben demnach annähernd

$$v = u.$$

Demnach haben wir, wenn Gleichgewichtszustand erreicht ist,

$$\frac{d}{dx}(n \cdot u) = \frac{n \cdot u}{l} \{f(X \cdot el) - \beta\};$$

wenn wir integrieren, so erhalten wir:

$$n \cdot u = C \varepsilon^{\frac{1}{l} \int_0^x \{f(Xel) - \beta\} dx}$$

oder als eine erste Näherung, wenn wir X als Konstante ansehen:

$$n \cdot u = C \varepsilon^{\frac{x}{l} \{f(Xel) - \beta\}}.$$

Wenn der Strom das Stadium der Sättigung erreicht hat, bevor Ionisation eintritt, so wird, da ja $nu = I$ für $x = 0$ ist, falls x von der beleuchteten Platte aus gemessen wird,

$$n \cdot u = I \varepsilon^{\frac{x}{l} \{f(Xel) - \beta\}};$$

wenn d die Entfernung zwischen den Platten ist, so ist der Strom i gleich nue, wenn $x = d$, ist demnach

$$i = eI \varepsilon^{\frac{d}{l} \{f(Xel) - \beta\}}, \qquad (3)$$

wenn also diese hinzukommende Ionisation einzusetzen beginnt, so wächst der Strom bei einem konstanten Werte von X mit der Entfernung zwischen den Platten; diesen Effekt hat Stoletow[2]) beobachtet.

1) Wir haben hier den Verlust der Ionen, der der Rekombination der negativen und positiven Ionen zuzuschreiben ist, im Vergleich mit denen, die den Zusammenstößen der Ionen mit den Molekülen zukommen, vernachlässigt.

2) Stoletow, Journal de Physique (2) 9, p. 468, 1890.

Solange der Sitz der Ionisation bei Einwirkung des ultravioletten Lichtes auf die Metallplatte beschränkt ist, ist der Strom durch das elektrische Feld bestimmt, d. h. es ist i eine Funktion von X und nicht von d; wenn jedoch die zweite Ionisation eintritt, so wird i eine Funktion von X und von d.

Sekundäre Ionisation (Ionenstoß) und Abhängigkeit der Stromstärke vom Druck. Diskussion obiger Kurven.

Die sekundäre Ionisation beginnt mit dem Moment, wo Xel einen bestimmten endlichen Wert erreicht; da l die mittlere freie Weglänge eines Ions ist, die umgekehrt proportional dem Druck ist, so wird der Wert von X, der notwendig ist, die sekundäre Ionisation einzuleiten, direkt proportional sein dem Druck; die Kurven, die von Schweidler[1]) für die Abhängigkeit zwischen Stromstärke und elektromotorischer Kraft bei verschiedenen Drucken gegeben sind, zeigen, daß seine Experimente in guter Übereinstimmung mit diesen Resultaten sind; er gibt allerdings nur Näherungswerte für die Drucke an, auch sind die Punkte der Kurve hier kaum hinreichend bestimmt, um uns in den Stand zu setzen, mit Genauigkeit das Einsetzen der sekundären Ionisation zu bestimmen; aber aus der Betrachtung dieser Kurven glaube ich ersehen zu können, daß bei einem Drucke von 750 mm eine sekundäre Ionisation begann, wenn die Potentialdifferenz zwischen den Platten, deren Entfernung als zwischen 3—5 mm liegend angegeben wurde, gleich 4700 Volt war, bei 130 mm gleich 1150 Volt und bei 17 mm gleich 140 Volt.

Die Ionisation durch Ionenstoß ist direkt proportional dem Druck.

Verschwinden d. sekundären Ionisation bei niederem Druck.

Es ist klar, daß der Strom nicht fortgesetzt ansteigen kann, wenn der Druck sich verringert, denn wenn die freie Weglänge erst einmal vergleichbar mit der Entfernung zwischen den Platten geworden ist, so wird es sehr wenig Zusammenstöße geben und demnach auch nur geringe, wenn überhaupt sekundäre Ionisation; in dem Gebiete, in dem der Druck so weit wie möglich reduziert ist, muß die Zahl der Ionen, welche die dem Lichte nicht ausgesetzte Platte erreichen, gleich sein der Zahl, die die beleuchtete Platte verläßt; demnach wird bei unserer früheren Bezeichnung der Grenzstrom gleich Ie.

Maximalwert des Stromes bei veränderlichem Druck. Übereinstimmung mit der Theorie.

Der Wert der freien Weglänge bei dem Druck, bei welchem der Strom ein Maximum ist, ist nach Gleichung (3) bestimmbar, wenn man den Wert von l ermittelt, der $\{f(Xel) - \beta\}/l$ zu einem Maximum macht, diese Bedingung ergibt $f'(Xel)\,Xel = f(Xel) - \beta$, eine Gleichung, um Xel zu bestimmen; wenn demnach der Strom seinen maximalen Wert hat, so hat Xl einen konstanten Wert; dies stimmt mit Stoletows Resultaten überein, daß, wenn p_m der Druck ist, bei welchem der Strom ein Maximum hat, X/p_m konstant wird.

Findet dicht an der Metalloberfläche durch die Elektronen sekundäre Ionisation statt?

Wir spielten zuvor auf die Frage an, ob eine sekundäre Ionisation in der Nähe der Oberfläche des Metalles durch die Elektronen, die aus dem Metall unter dem Einfluß des ultravioletten Lichtes her-

1) V. Schweidler, Wien. Ber. 107, p. 273, 1898.

vorschießen, erzeugt wird; dieser Punkt ließe sich vielleicht durch sorgfältige Messungen des Stromes bei konstanter elektromotorischer Kraft bei verschiedenen Drucken bestimmen; denn wenn es sich ergäbe, daß der Strom vor Eintritt sekundärer Ionisation zu einem Werte anstiege, der größer ist als der, welcher einem außerordentlich niedrigen Druck entspräche, so würde das zeigen, daß solche sekundäre Ionisation an der Oberfläche des Metalles eintritt. Bei Stoletows Experimenten überschritt der Stromwert bei Veränderung des Druckes, bevor sekundäre Ionisation eintrat, nicht den Wert beim Drucke Null, dieser Punkt gehört jedoch zu denen, die weiterer Prüfung lohnen würden.

Der photoelektrische Effekt hängt von der Orientierung der Polarisationsebene des Lichtes ab.

123. Elster und Geitel[1]) machten die sehr interessante Entdeckung, daß bei ebener Polarisation des einfallenden Lichtes der photoelektrische Effekt bei gleicher Lichtstärke und gleichem Einfallswinkel größer ist, wenn das Licht rechtwinklig zur Einfallsebene polarisiert ist, als wenn es in der Einfallsebene polarisiert ist. Nach der elektromagnetischen Theorie des Lichtes ist im Licht, das rechtwinklig zu der Einfallsebene polarisiert ist, eine elektrische Kraft vorhanden, mit einer Komponente, die normal zur reflektierenden Oberfläche verläuft; ist dagegen das Licht in der Einfallsebene polarisiert, so verläuft die elektrische Kraft parallel zu dieser Oberfläche. Die bequemste Methode, den Einfluß der Polarisation zu untersuchen, ist die, eine flüssige Oberfläche zu benutzen, da es wichtig ist, daß die reflektierende Oberfläche glatt ist, und eine Flüssigkeit auszuwählen, die gegenüber gewöhnlichem Licht photoelektrisch ist, da es alsdann möglich ist, ein Nicolsches Prisma zu benutzen, um das Licht zu polarisieren; die Flüssigkeiten, die von Elster und Geitel verwandt wurden, waren die flüssige Legierung von Kalium und Natrium und das Amalgam des Rubidium und Caesium; sie wurden in ein Gefäß gebracht, aus dem die Luft ausgepumpt war, und der Grad des Entweichens der negativen Elektrizität wurde beobachtet, wenn das Licht unter verschiedenen Winkeln auf die Oberfläche fiel. Einige Resultate, die auf diese Weise erhalten wurden, sind weiter unten wiedergegeben; es sind keine Daten angegeben, die uns in den Stand setzen, zu sagen, auf welches Stadium der Kurve, die den Zusammenhang zwischen dem Entweichen der negativen Elektrizität und der elektromotorischen Kraft darstellt, die Beobachtungen sich beziehen.

1) Elster und Geitel, Wied. Ann. 52, p. 433, 1894; 55, p. 684, 1895; 56, p. 445, 1897.

Grad des Entweichens (i) der Elektrizität von Natrium-Kalium-Amalgam, das weißem, in der Einfallsebene polarisiertem Lichte ausgesetzt wurde.

Einfallswinkel	i	Einfallswinkel	i	Einfallswinkel	i
3°	2,8	30°	2,65	60°	1,51
10	2,78	40	2,24	70	1,01
20	2,87	50	1,80	80	0,33

Grad des Entweichens (i) der Elektrizität von Natrium-Kalium-Amalgam, das weißem, rechtwinklig zur Einfallsebene polarisiertem Lichte ausgesetzt wurde.

Einfallswinkel	i	Einfallswinkel	i	Einfallswinkel	i
0°	2,8	30°	17,4	60°	28,7
10	5,2	40	23,4	70	23,8
20	11,2	50	27,0	80	11,0

Unterschied des Einflusses des polarisierten Lichtes gegenüber dem unpolarisierten.

Hieraus folgt, daß, ausgenommen bei senkrechter Inzidenz, wo die beiden Fälle notwendig gleich sind, der Grad des Elektrizitätsverlustes, der durch das in der Einfallsebene polarisierte Licht hervorgerufen wird, viel geringer ist als der durch Licht, welches im rechten Winkel zur Einfallsebene polarisiert ist, erzeugte; ferner sehen wir, daß, während in ersterem Falle der Strom fortgesetzt sich verringerte, wenn der Einfallswinkel wuchs, er in dem letzteren wächst, wenn der Einfall kontinuierlich vergrößert wird, bis der letztere etwa 60° erreicht; hiernach nimmt der Strom wieder ab.

Elster und Geitel haben festgestellt, wie die vom Metall absorbierte Lichtmenge mit dem Einfallswinkel variiert, für Licht, das in der Einfallsebene und rechtwinklig zu ihr polarisiert war. Die Absorptionen und die entsprechenden photoelektrischen Ströme sind in Fig. 62 wiedergegeben. Die Kurven 1 und 2 stellen die photoelektrischen Ströme für Licht dar, welches rechtwinklig, beziehungsweise in der Einfallsebene polarisiert ist, die Kurven 3 und 4 die Absorptionen des Lichtes in diesen Fällen. Man sieht, daß in jedem Fall der Strom und die Absorption gleichzeitig wächst und abnimmt, daß aber für eine bestimmte absorbierte Lichtmenge die photoelektrische Wirkung sehr viel größer ist, wenn die Polarisationsebene des Lichtes rechtwinklig ist, als wenn sie in der Einfallsebene liegt. Der Zusammenhang zwischen Absorption und Strom wird durch die folgenden Überlegungen, die von Elster und Geitel angestellt wurden, klarer. Angenommen, die Intensität des einfallenden Lichtes, das im rechten Winkel zur Einfallsebene polarisiert ist, sei gleich Eins gesetzt, und es sei der Betrag des absorbierten Lichtes a_Φ, wenn der Einfallswinkel Φ ist, und a_0 für $\Phi = 0$, so ist, wenn der Einfallswinkel Φ ist, die Komponente der elektrischen Kraft parallel zur

Oberfläche proportional mit $\cos \Phi$, und die dieser Komponente entsprechende Energie proportional mit $\cos^2 \Phi$; die hiervon absorbierte Energie wird $a_0 \cos^2 \Phi$, demnach wird $a_\Phi - a_0 \cos^2 \Phi$ die Energie der elektrischen Kraft sein, die rechtwinklig zur Oberfläche vom Metall absorbiert wird. Angenommen I_Φ sei der Strom, wenn der Einfallswinkel gleich Φ ist, I_0 der Strom, wenn der Einfallswinkel Null für die Intensität Eins des Lichtes ist, so wird die Intensität, die der elektrischen Kraft parallel zur Oberfläche zukommt, gleich $\cos^2 \Phi$ sein; der entsprechende Strom ist $I_0 \cos^2 \Phi$, demnach wird der Strom, der aus dieser Komponente der elektrischen Kraft senkrecht zur Ober-

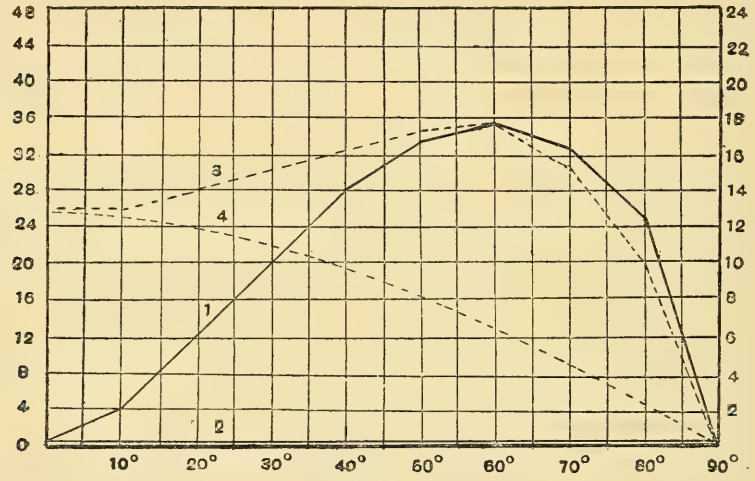


Fig. 62.

fläche entsteht, gleich gesetzt werden können $I_\Phi - I_0 \cos^2 \Phi$. Nun haben Elster und Geitel gezeigt, daß $a_\Phi - a_0 \cos^2 \Phi$ und $I_\Phi - I_0 \cos^2 \Phi$ annähernd proportional miteinander sind; dies ergibt sich aus den zwei Kurven in Fig. 63, welche die Abhängigkeit der beiden Größen vom Einfallswinkel darstellen. Die zusammenhängende Linie stellt die Abhängigkeit des Stromes, die punktierte die der Absorption dar.

Erklärung des Einflusses der Richtung der Polarisationsebene vom Standpunkte d. Elektronentheorie.

Wenn wir den Standpunkt annehmen, daß der photoelektrische Effekt der Emission negativ elektrisierter Elektronen vom Metall zuzuschreiben ist, so können wir den Einfluß der Orientierung der Polarisationsebene folgendermaßen erklären. Wir wollen voraussetzen, daß sich die Energie des durch das Metall absorbierten Lichtes auf einige Elektronen überträgt und ihnen hinreichende kinetische Energie mitteilt, um sie in den Stand zu setzen, das Metall zu verlassen, geradeso, wie sie auch bei sehr hohen Temperaturen imstande sind, sich von Metall zu entfernen. Diese Elektronen haben vom ultravioletten Licht sehr viel mehr kinetische Energie erhalten als in einem

Molekül eines Gases bei der Temperatur des Metalles enthalten ist; die Folge hiervon ist, daß jeder Zusammenstoß eines Elektrons mit einem Molekül des Metalles in einem Verlust kinetischer Energie des Elektrons enden wird; um also dem Metall entweichen zu können, ist für das Elektron erforderlich, daß es möglichst wenig Zusammenstöße macht, bevor es die Oberfläche erreicht, daß es also nahezu rechtwinklig zur Oberfläche sich bewegt. So lange das Licht rechtwinklig zur Einfallsebene polarisiert ist, ist eine Komponente der elektrischen

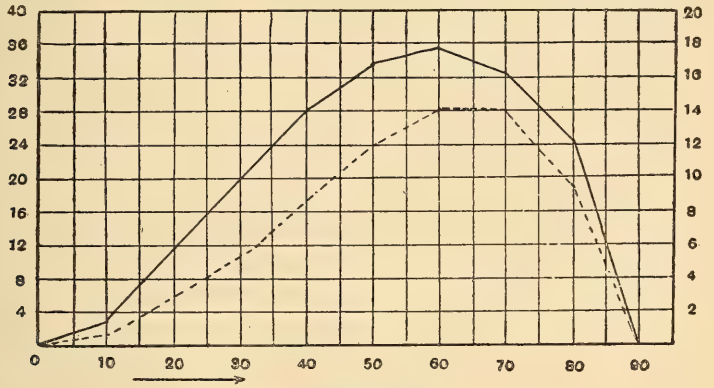


Fig. 63.

Kraft rechtwinklig zur Oberfläche vorhanden, die einige der Elektronen in dieser Richtung ablenken wird, wenn jedoch das Licht in der Einfallsebene polarisiert ist, so ist die elektrische Kraft parallel zur Oberfläche und wirkt dahin, die Elektronen parallel zur Oberfläche anstatt senkrecht zu ihr zu bewegen, so daß die Elektronen, um entweichen zu können, in diesem Falle viel mehr Zusammenstöße machen müssen als im ersten, also weniger leicht die Oberfläche mit hinreichender Energie erreichen können, um sich aus derselben frei zu machen.

Einfluß der Temperatur auf den photoelektrischen Effekt.

124. Der Einfluß der Temperatur des Metalles auf den photoelektrischen Effekt wurde von Hoor[1]), Stoletow[2]), Elster und Geitel[3]), Righi[4]) und Zeleny[5]) untersucht. Hoor fand, daß die

Experimente bei wenig präzisierten Versuchsbedingungen.

1) Hoor, Wien. Berichte 97, p. 719, 1888. Exners Rep. 25, p. 91, 1889.
2) Stoletow, Comptes Rendus 108, p. 1241, 1889.
3) Elster u. Geitel, Wied. Ann. 48, p. 625, 1893.
4) Righi, Atti Ist. Ven. 7, Mem. 11.
5) Zeleny, Physical Review 12, p. 321, 1901.

photoelektrische Empfindlichkeit einer Zinkplatte sich verringerte, wenn die Temperatur von 18° auf 55° anstieg. Stoletow fand dagegen, daß eine Erhöhung der Temperatur auf 2000° C die Empfindlichkeit steigerte, und Elster und Geitel kamen zu dem Resultate, daß eine Änderung der Temperatur keinen Einfluß auf das Zink ausübe. Righi fand, daß die durch das Licht einer vorher ungeladenen Platte erteilte Ladung größer war, wenn die Platte heiß, als wenn sie kalt war; wir müssen daran erinnern, daß ein Luftstrom, der gegen die Platte geblasen wird, die positive Ladung vergrößert, so daß ein Teil der von Righi beobachteten Erscheinung der Strömung der Luft zuzuschreiben sein mag, der durch die heiße Platte verursacht wird. Wenn wir die Interpretation dieser scheinbar widersprechenden Resultate betrachten, so müssen wir bedenken, daß die Umstände, die die Empfindlichkeit des Metalles gegenüber dem Licht beeinflussen, sehr weitgehend von der Stärke des Feldes abhängen. Wenn wir demnach annehmen, daß wir es mit einem starken Felde zu tun haben, und daß das Gas, welches das Metall umgibt, unter außerordentlich niedrigem Drucke steht, so wird der photoelektrische Strom gesättigt sein und er wird die Gesamtzahl der Elektronen messen, die von dem Metalle pro Zeiteinheit abgegeben werden; Messungen des Einflusses der Temperatur würden in diesem Falle eine vollständig bestimmte Interpretation ermöglichen; solange aber das Gas unter hohem Drucke steht und die Feldstärke gering ist, wir uns also im ersten Teil der Kurve, welche den Zusammenhang zwischen Strom und elektromotorischer Kraft darstellt, befinden, hängt die Erklärung des Einflusses der Temperatur von mannigfachen Umständen ab; denn der Strom hängt in diesem Stadium nicht nur von der Elektronenmenge, sondern ebenfalls von der Geschwindigkeit der Ionen durch das Gas ab. Nun kann ein Anstieg in der Temperatur die Dichte des Gases beeinflussen und so die Geschwindigkeit der Ionen in ihm, und es würde weiterer Experimente benötigen, um den Einfluß der Geschwindigkeit der Ionen und den der veränderten Emission der Elektronen von der Platte zu trennen. Die Experimente von Elster und Geitel über den Einfluß der Temperatur auf den Strom von einer Kaliumoberfläche bei einem guten Vakuum sind frei von diesen Einwänden, da der Einfluß des Gases eliminiert ist, und in diesem Falle fanden sie einen Anstieg des Stromes von etwa 50 Prozent, wenn die Temperatur von 20° auf 50° wuchs; nach einigen Experimenten, die vom Verfasser angestellt wurden, gewinnt es den Anschein, daß, bei beträchtlich höherem Anstieg der Temperatur, sagen wir auf 200°, ein sehr großes Anwachsen des Stromes vom Alkalimetall aus stattfindet, und daß dieses viel empfindlicher gegenüber dem Licht bei hohen Temperaturen als bei niederen ist.

Präzisierte Versuchsbedingungen.

Hysteresiserscheinung des Temperaturkoeffizienten des photoelektrischen Effektes (Zeleny).

Zeleny maß den Strom von Platin und Eisen, das ultraviolettem Lichte ausgesetzt wurde und von Luft von Atmosphärendruck umgeben war, und fand, daß beim Platin der Strom zuerst abnahm, wenn die Temperatur stieg, dann ein Minimum errreichte und dann mit der Temperatur anstieg, je höher die Temperatur gesteigert wurde. Die Resultate zeigen bei den erhaltenen Strömen einen merkwürdigen Hysteresiseffekt; wenn das Metall erkaltete, war er größer als bei der gleichen Temperatur, wenn der Draht heißer wurde. Diese Resultate sind in den Kurven, die in Fig. 65 dargestellt sind, wiedergegeben; (I) stellt die Stromstärken dar, die einem fortgesetzten Ansteigen der

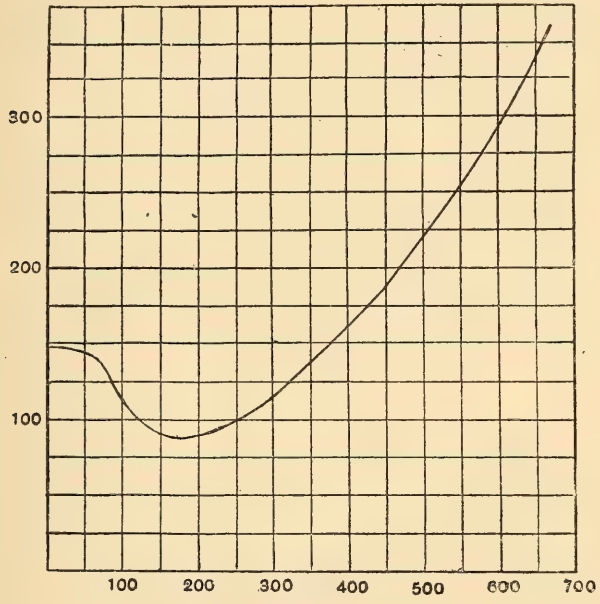


Fig. 64.

Temperatur entsprechen, (II) die für ein fortgesetztes Abnehmen der Temperatur; (III) jene für ansteigende und (IV) für abnehmende Temperatur, wenn der Draht auf die Temperatur des Zimmers zwischen jeder Beobachtung abgekühlt wurde. Diese Beobachtungen zeigen, daß ein Erhitzen des Drahtes gewisse Veränderungen in der Oberfläche erzeugt, möglichenfalls in der in ihr kondensierten oder vom Metall absorbierten Gasmenge, mit der es sich nur langsam wieder bedeckt. Beim Eisen ist das Minimum der Stromstärke auch nicht nahezu so deutlich ausgeprägt wie bei Platin, noch ist bei ihm ein so großer Unterschied in den Kurven für ansteigende einerseits und in denen für abnehmende Temperatur andererseits zu konstatieren;

dagegen wächst der photoelektrische Strom schneller mit der Temperatur für Eisen als für Platin; während er bei 700° C für Eisen etwa 40 mal so groß ist wie der bei 15° C, ist er für Platin bei 700° C nur etwa 2,5 mal so stark wie bei 15° C.

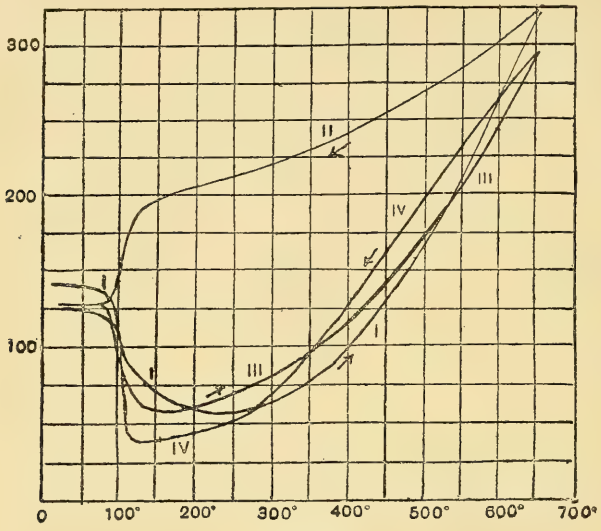


Fig. 65.

Es existiert kein Einfluß des Lichtes auf die Abgabe positiver Ionen vom Metall.

Zeleny untersuchte auch, ob in dem Fall, daß das Metall auf eine Temperatur erhöht wurde, die gerade unter der lag, bei der es anfangen würde, positive Ionen im Dunkeln abzugeben, eine Abgabe positiver Ionen dadurch erreicht werden konnte, daß ultraviolettes Licht auf dasselbe fiel. Es wurden jedoch positive Ionen nicht bei niederer Temperatur unter dem Einfluß des Lichtes erzeugt als im Dunkeln. Auch im Fall, daß das Metall auf die Temperatur gebracht wurde, bei welcher positive Ionen erzeugt wurden, zeigte sich die Produktionszahl nicht gesteigert, wenn ultraviolettes Licht einfiel.

Einfluß der Temperatur vom Standpunkt der Elektronenlehre.

Die Experimente von Elster und Geitel und Zeleny scheinen die Tatsache zu erweisen, daß die photoelektrischen Effekte der Metalle größer sind bei hohen Temperaturen als bei niederen. Dies müßten wir auch erwarten, wenn wir den Standpunkt einnehmen, daß der photoelektrische Effekt durch einen Gewinn an kinetischer Energie der Elektronen des Metalles unter dem Einfluß des ultravioletten Lichtes verursacht ist; sobald der Gewinn an Energie hinreichend groß ist, um sie in den Stand zu setzen, die Metalloberfläche zu verlassen, so entsteht der photoelektrische Effekt. Je höher die Temperatur ist, um so größer würde die anfängliche kinetische Energie

sein, die die Elektronen besitzen, und um so kleiner wird die notwendige Vergrößerung, um sie in den Stand zu setzen, die Metalloberfläche zu verlassen.

Natur der Ionen, die durch die Einwirkung ultravioletten Lichtes auf Metall frei werden.

125. Die Experimente, die vom Verfasser und von Lenard angestellt wurden (siehe S. 107), zeigen, daß im hohen Vakuum die Metalle, die mit ultravioletttem Lichte bestrahlt werden, Elektronen hergeben, also Körper emittieren, deren Masse nur etwa $^1/_{1000}$ von der des Wasserstoffatomes ist; wenn jedoch das Metall von Gas umgeben ist, so stoßen die Elektronen bald gegen die Moleküle, hängen sich an dieselben heran, und dann haben die Elektronen den Ballast mit sich fortzuziehen, wenn sie sich unter dem Einfluß des elektrischen Feldes bewegen. Die Geschwindigkeit der negativen Ionen durch verschiedene Gase wurde von Rutherford gemessen (siehe S. 52); er zeigte, daß die Geschwindigkeit des Ions nicht abhängig von der Natur des Metalles ist, auf welches das Licht fällt, wohl aber abhängig von der Natur des Gases, durch das die Ionen sich zu bewegen haben, und daß die Geschwindigkeit des negativen Ions durch irgend ein Gas, wenn das Ion durch ultraviolettes Licht erzeugt wird, nahezu die gleiche war, wie die des Ions, das durch Röntgenstrahlen im selben Gase erzeugt wurde.

Einfluß des Gasdruckes auf die Trägergröße des photoelektrischen Stromes.

Die Verringerung des photoelektrischen Effektes, welche bei niedrigem Druck des Gases durch ein transversales magnetisches Feld erzeugt wird, eine Entdeckung, die wir Elster und Geitel[1]) verdanken, wurde bereits auf S. 107 diskutiert.

Der photoelektrische Effekt scheint keine Nachwirkung nach Unterbrechung der Einwirkung des Lichtes zu besitzen. Stoletow[2]), der eine Reihe von Experimenten über diesen Punkt anstellte, konnte keine klaren Resultate darüber erhalten, ob ein endliches Intervall zwischen dem Einfall des Lichtes und der Erreichung des vollen photoelektrischen Effektes oder zwischen dem Abbrechen des Lichtes und dem totalen Aufhören des Effektes existierte; er zeigte, daß das Intervall um ein Beträchtliches unter $^1/_{1000}$ einer Sekunde liegen müßte.

Eine zeitliche Nachwirkung existiert nicht.

125a. Photoelektrische Ströme in festen und flüssigen Körpern wurden zuerst von Becquerel[3]) beobachtet, und zwar vorzugsweise bei Belichtung der in wässerigen Lösungen stehenden festen Silber-

1) Elster u. Geitel, Wied. Ann. 41, p. 166, 1890.
2) Stoletow, Aktinoelektrische Untersuchungen. Phys. Revue 1, p. 725, 1892.
3) E. Becquerel, La lumière 2, p. 121 ff. Paris 1868.

halogene. Arrhenius[1]) zeigte dann, daß das Leitvermögen dieser Verbindungen durch Belichtung stark zunimmt und im Dunkeln wieder zurückgeht. Eine von H. Scholl[2]) angestellte Untersuchung beschäftigt sich mit der Frage nach der Natur der Elektrizitätsträger, welche in den Arrheniusschen und Becquerelschen Experimenten bei Belichtung erzeugt werden und im Dunkeln alsbald wieder verschwinden. Die Versuche sind an Jodsilber angestellt, weil dieses im Licht geringe bleibende Veränderungen erfährt, daher die einfachsten Verhältnisse erwarten läßt. Daß die hier auftretenden Elektrizitätsträger nicht gewöhnliche elektrolytische Ionen seien, ließ sich schon daraus schließen, daß der Leitfähigkeitszunahme des belichteten Jodsilbers eine entsprechende Löslichkeitszunahme nicht parallel ging. Noch mehr spricht gegen die materielle Natur der im Licht entstehenden Elektrizitätsträger eine Schätzung der Geschwindigkeit dieser Ionen. Die Schätzung beruht auf der folgenden Grundlage. Die widerstandsvermindernde Wirkung des stark absorbierten violetten Lichtes dringt nachweislich sehr viel tiefer in das Jodsilber ein als dieses Licht selbst; es kann daher angenommen werden, daß der Dissoziationsprozeß, welcher die Lichtionen liefert, nur unmittelbar an der Oberfläche stattfindet, und daß für die Abnahme der Ionenkonzentration nach der Tiefe hin die Diffusionsgeschwindigkeit der Ionen sowie die Schnelligkeit, mit der dieselben neutralisiert werden, allein in Betracht kommen. Bedeutet im folgenden c die Konzentration der Ionen, t die Zeit, x die Richtung, in der die Diffusion erfolgt, also die Richtung senkrecht zur belichteten Jodsilberoberfläche, D die Diffusionskonstante für das bei Belichtung entstehende Ionenpaar, so ist die Zunahme der Konzentration, $\frac{dc}{dt}$, gegeben durch den aus der Diffusion herrührenden Betrag $D \cdot \frac{d^2c}{dx^2}$, vermindert um die Konzentrationsabnahme infolge eintretender Rekombinationen; dieser letztere Betrag wird, entsprechend dem chemischen Massenwirkungsgesetz, proportional gesetzt dem Quadrat der Ionenkonzentration, also gleich αc^2, wo α die Proportionalitätskonstante. Damit lautet die Differentialgleichung, der die Konzentration folgt:

$$\frac{dc}{dt} = D \frac{d^2c}{dx^2} - \alpha c^2.$$

Setzt man in dieser Gleichung mit Nernst[3]) die Diffusionskonstante, bezogen auf die Sekunde,

$$D = 5{,}2 \cdot 10^{-7} \frac{uv}{u+v},$$

1) S. Arrhenius, Sitzungsber. d. K. Akad. d. Wissensch. zu Wien, mathem.-naturw. Klasse 96, p. 831, 1887.

2) H. Scholl, Ann. d. Phys. 16, p. 193, 1905.

3) W. Nernst, Theoret. Chemie, 4. Aufl. 1903, p. 370.

wo u und v die Beweglichkeiten von Anion und Kation bedeuten, und berücksichtigt, daß stets

$$\frac{uv}{u+v} \leqq \frac{u+v}{4}$$

sein muß, also etwa

$$\frac{uv}{u+v} = \varrho \frac{u+v}{4},$$

wo $\varrho \leqq 1$, so entsteht aus der ursprünglichen Gleichung:

$$\frac{dc}{dt} = 1{,}30 \cdot 10^{-7} \varrho (u+v) \frac{d^2c}{dx^2} - \alpha c^2.$$

Nach Multiplikation dieser Gleichung mit dem Äquivalentleitvermögen $\Lambda = u + v$ und Substitution $\Lambda c = \lambda$ = spezifisches Leitvermögen ergibt sich

$$\frac{d\lambda}{dt} = 1{,}30 \cdot 10^{-7} \varrho \Lambda \frac{d^2\lambda}{dx^2} - \frac{\alpha}{\Lambda} \lambda^2. \tag{1}$$

Beim stationären Belichtungszustand ist

$$\frac{d\lambda}{dt} = 0,$$

folglich

$$\frac{d^2\lambda}{dx^2} = \frac{10^7}{1{,}30} \frac{\alpha}{\varrho \Lambda^2} \lambda^2$$

mit den Grenzbedingungen $\lambda = \lambda_0$ für $x = 0$
und

$$\lambda = 0 \text{ sowie } \frac{d\lambda}{dx} = 0 \text{ für } x = \infty.$$

Die Lösung dieses Gleichungssystems liefert die Funktion:

$$\lambda = \left(\frac{2\sqrt{\lambda_0}}{2 + \sqrt{\frac{2}{3} \lambda_0 \frac{10^7}{1{,}30} \frac{\alpha}{\varrho \Lambda^2} x}} \right)^2, \tag{2}$$

die für jeden Wert von x angebbar ist, wenn man λ_0 und $\frac{\alpha}{\varrho \Lambda^2}$ kennt. λ_0 bestimmt sich nach Scholl aus der Leitfähigkeitszunahme, welche eine sehr dünne, auf Glas niedergeschlagene Jodsilberschicht erfährt. Andererseits wurde der Widerstand einer dickeren Jodsilberplatte im Dunkeln und bei Belichtung folgendermaßen ermittelt. Die Jodsilberplatte wurde zwischen durchsichtige Flüssigkeitszuleitungen gebracht und im Dunkeln der Widerstand zu

$$W_d = \frac{\delta}{Fl},$$

wo δ die Dicke, F der Querschnitt der Platte, l das Dunkelleitsvermögen bedeutet, bestimmt, und hierauf im Licht der Wert

$$W_h = \frac{1}{F} \int_0^{\delta} \frac{dx}{l + \lambda};$$

beobachtet; setzt man in letzterer Gleichung den oben angeführten Ausdruck für λ ein und führt die Integration aus, so läßt sich, da alle übrigen Größen bekannt sind, der Wert von $\frac{\alpha}{\varrho A^2}$ berechnen. — Um nun hieraus A zu isolieren, muß eine weitere Beziehung zwischen α und A bekannt sein; eine solche wird aus der Geschwindigkeit erhalten, mit welcher die Jodsilbermembran beim Verdunkeln den definitiven Dunkelwiderstand erreicht. Dabei wird die Annahme gemacht, daß die Abnahme der Konzentration c der Lichtionen beim Verdunkeln lediglich Rekombinationen der Ionen zuzuschreiben ist, daß also für diesen Fall Gleichung (1) zu ersetzen ist durch die einfachere, in welcher das Diffusionsglied auf der rechten Seite fehlt:

$$\frac{d\lambda}{dt} = -\frac{\alpha}{A} \cdot \lambda^2$$

mit den Grenzbedingungen

$$\lambda = \lambda_a \text{ für } t = 0$$

und

$$\lambda = 0 \text{ für } t = \infty,$$

worin λ_a der von x abhängige, aus Gleichung (2) hervorgehende Anfangswert ist.

Die Integration liefert

$$\lambda = \frac{\lambda_a}{1 + \lambda_a \frac{\alpha}{A} t}.$$

Setzt man diesen Wert in den Ausdruck für den Widerstand der Platte,

$$W = \frac{1}{F} \int_0^{\delta} \frac{dx}{l + \lambda},$$

ein, und führt die Integration aus, so würde sich, falls $\frac{\alpha}{A}$ bekannt wäre, das zeitliche Abklingen der Leitfähigkeit, also der Verlauf der Rekombinationskurve, berechnen lassen. Oder umgekehrt, ist das zeitliche Abklingen bekannt, dann läßt sich daraus der Wert von $\frac{\alpha}{A}$ ableiten. Die Messung dieser Größe wird in der Weise angestellt, daß durch einen geeigneten rotierenden Kontaktmacher der mittlere Widerstand der Platte bestimmt wird, der vorhanden ist während einer Zeit von bekannter Dauer, deren Beginn mit dem Beginn der Verdunklung zusammenfällt. Selbst bei der hier erreichten geringsten Dauer der Zeit des Kontaktes ließ sich mit dem benutzten Apparat eine Abweichung des Widerstandes von dem in der Dunkelheit nicht feststellen. Hierdurch erhält man einen unteren Grenzwert für $\frac{\alpha}{A}$. Kombiniert man diesen mit dem schon bekannten Betrag für $\frac{\alpha}{\varrho A^2}$,

so ergibt sich durch Division ein unterer Grenzwert für $A\varrho$, oder da ja $\varrho \leq 1$, ein unterer Grenzwert für A selbst. Das Resultat der Berechnung ist $(u + v) = A > 2470$.

Vergleicht man hiermit die im selben Maßsystem ausgedrückten Beweglichkeiten der elektrolytischen Ionen in wässerigen Lösungen, z. B. $Ag^+ + J^- = 122$, selbst $H^+ + OH_2^- = 492$, so erkennt man, daß die Lichtionen im festen Jodsilber sich ungleich schneller bewegen als elektrolytische Ionen im Wasser; damit wird es denn für erstere wahrscheinlich, daß sie mindestens auf Strecken ihrer Bahn freie Elektronen sind.

Zusammenhang zwischen den photoelektrischen Effekten und der Fluoreszenz und Ionisation der Lösungen.

126. G. C. Schmidt[1]) stellte eine Reihe von Experimenten über diesen Gegenstand mit dem Resultate an, daß kein klarer Einfluß irgend eines näheren Zusammenhanges zwischen photoelektrischem Effekt, Ionisation und Fluoreszenz existiere, denn während in Fuchsin deutliche Anzeichen dafür vorhanden zu sein schienen, daß ein Zusammenhang zwischen Ionisation und photoelektrischem Effekt existierte — da ja wässerige Lösungen von Fuchsin photoelektrisch sind, während Lösungen in Alkohol und Aceton es nicht sind und Fuchsin in Wasser ionisiert ist und nicht in anderen Lösungen — scheinen die Resultate bei Eosin entschieden gegen den Zusammenhang zu sprechen, da das Hinzufügen von neutralen Salzen, wie Kaliumjodid oder Natriumchlorid, die Ionisation zerstört, während es in wässerigen Lösungen keinen Einfluß auf den photoelektrischen Effekt hat. Ferner fluoresziert Magdalarot in Alkohol, Amylalkohohl und Aceton; die ersten beiden Lösungen sind photoelektrisch, die letztere ist es nicht. Salze, welche sich im Lichte zersetzten, wie die Haloidsalze des Silbers, sind stark photoelektrisch.

Aggregatzustand.

Im Falle des Wassers scheint eine Änderung des physikalischen Zustandes mit einer Änderung in den photoelektrischen Eigenschaften parallel zu gehen, da trockenes Eis von Brillouin[2]) photoelektrisch gefunden wurde, während Wasser in flüssigem Zustande es nicht ist.

Unhaltbarkeit einer Erklärung des photoelektrischen Effektes durch Oxydation.

Die Meinung, daß der photoelektrische Effekt von einer Oxydation abhängig sei, wurde von Cantor[3]) und Knoblauch[4]) aus dem Grunde befürwortet, daß die Substanzen, sowohl Elemente als ihre Verbindungen, die diesen Effekt zeigen, dieselben sind, die sich mit Sauerstoff verbinden; es ist jedoch, wie ich denke, notwendig, zwischen der Möglichkeit einer Verbindung mit Sauerstoff und dem wirklichen Eingehen einer Verbindung zu unterscheiden. Wir müßten

1) G. C. Schmidt, Wied. Ann. 44, p. 708, 1898.
2) Brillouin, Écl. Électr. 13, p. 577, 1897.
3) Cantor, Wien. Sitzber. 102, p. 1188, 1893.
4) Knoblauch, Zeit. f. Phys. u. Chemie 29, p. 527, 1899.

erwarten, daß die photoelektrischen Substanzen oxydabel sind, da sie ja negative Elektronen verlieren und demnach positiv geladen werden. also leichter imstande sind, sich mit elektronegativen Substanzen wie mit Sauerstoff zu verbinden; es ist jedoch nicht erwiesen, daß die Gegenwart von Sauerstoff notwendig für den photoelektrischen Effekt ist, in der Tat scheint im Gegenteil klar hervorzugehen, daß Substanzen wie Rubidium und Kalium, die in einem hoch evakuierten Gefäß eingeschlossen sind, ihre photoelektrische Fähigkeit unbeschränkt behalten; eine zunächst vorhandene Menge Sauerstoff würde bald vom Metalle absorbiert sein.

Elftes Kapitel.

Ionisation durch Röntgenstrahlen.

127. Wir wollen in diesem Kapitel unsere Aufmerksamkeit im wesentlichen auf die ionisierenden Eigenschaften der Strahlen beschränken und Betrachtungen über die Art ihrer Erzeugung, sowie die Diskussion über ihre Natur auf später verschieben; es wird jedoch am Platze sein, einige der wichtigsten Eigenschaften zunächst zu registrieren. Röntgen[1]) fand im Jahre 1895, daß sehr auffallende Erscheinungen in der Umgebung einer weit ausgepumpten Röhre, durch die eine elektrische Entladung hindurchgeht, auftreten; die Evakuierung der Röhre muß so weit getrieben sein, daß eine lebhafte grüne Phosphoreszenz des Glases erscheint. Röntgen fand, daß ein mit phosphoreszierender Substanz, etwa mit Kaliumplatincyanür bedeckter Schirm, leuchtend wurde, wenn er in die Nähe einer solchen Röhre gebracht wurde, und daß eine dicke Metallplatte, die zwischen Röhre und Schirm gebracht wurde, einen scharfen Schatten warf, während leichte Substanzen, wie dünnes Aluminium, Kartenblatt, Holz, nur schwache Schatten warfen, woraus hervorging, daß das Agens, welches die Phosphoreszenz auf dem Schirm erzeugte, in beträchtlichem Grade Körper, die für gewöhnliches Licht undurchsichtig sind, durchsetzen konnte. Als ein allgemeines Gesetz erwies sich, daß, je größer die Dichte einer Substanz ist, um so undurchsichtiger es für dies Agens ist; so sind die Knochen viel undurchsichtiger als Fleisch, so daß, wenn die Hand zwischen die Entladungsröhre und den Phosphoreszenzschirm gebracht wird, die Umrisse der Knochen deutlich im Schatten auf dem Schirm sichtbar werden; wird eine Börse, die Münzen enthält, zwischen die Röhre und den Schirm gebracht, so wirft die Börse selbst nur schwachen Schatten, während die Münzen einen sehr dichten Schatten werfen. Röntgen zeigte, daß dieses Agens, das man heute als Röntgenstrahlen bezeichnet, das die Phosphoreszenz auf dem Schirm erzeugt, sich geradlinig fortpflanzt und nicht abgelenkt wird, wenn es von einem Medium zum anderen über-

Historisches; allgemeine Eigenschaften.

1) Röntgen, Wied. Ann. 64, p. 1, 1898 (abgedruckt aus der Originalschrift in den Sitzungsberichten der Würzburger Physik. Med. Ges. 1895).

geht; es existiert demnach keine Brechung der Strahlen. Die Strahlen wirken auf eine photographische Platte ebensogut wie auf einen Phosphoreszenzschirm, und photographische Schattenbilder können leicht erhalten werden: die Expositionszeit hängt von der Intensität der Strahlung ab, und diese hängt von der Entladung durch die Röhre und von den Substanzen ab, die von der Strahlung durchsetzt werden, bis diese die Platte erreicht; die Expositionszeit, die notwendig ist, eine Photographie zu erzeugen, kann von wenigen Sekunden bis zu einigen Stunden variieren. Die Fähigkeit dieser Strahlen, auf ihrer Bahn Hindernisse zu durchdringen, variiert sehr stark mit den Bedingungen der Entladung im Rohre, aus dem die Strahlen kommen; wenn der Druck in der Röhre nicht sehr niedrig ist und die Potentialdifferenz zwischen ihren Elektroden infolgedessen verhältnismäßig klein ist, so haben die Strahlen nur sehr wenig Durchdringungsvermögen und werden leicht absorbiert; solche Strahlen werden „weiche Strahlen" genannt. Ist die Evakuierung der Röhre viel weiter getrieben, so daß die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden stark anwächst, so haben die Röntgenstrahlen ein viel größeres Durchdringungsvermögen und werden als „harte Strahlen" bezeichnet. Bei sehr hoch evakuierten Röhren und einem großen Induktorium ist es möglich, Strahlen zu erhalten, die beträchtliche Wirkungen nach einer Passierung durch Schichten von Messing oder Eisen von verschiedenen Millimeter Dicke hervorrufen. Der Unterschied im Durchdringungsvermögen läßt sich gut durch die Beobachtung der Veränderung demonstrieren, die der Schatten einer Hand auf einem phosphoreszierenden Schirm erleidet, wenn der Druck des Gases im Entladungsrohre beträchtlich reduziert wird. Wenn die Strahlen zuerst erscheinen, sind sie weich, so daß sie durch das Fleisch ebensogut wie durch die Knochen zurückgehalten werden, dann sind die Knochen sehr unbestimmt zu sehen; schreitet die Evakuierung fort, so werden die Strahlen härter und sind imstande, das Fleisch, aber nicht die Knochen zu durchdringen. In diesem Stadium ist der Unterschied zwischen dem Schatten des Fleisches und dem der Knochen sehr ausgeprägt; wird die Evakuierung noch weiter fortgesetzt, so werden die Strahlen so hart, daß sie im stande sind, die Knochen sowohl wie das Fleisch zu durchdringen, und wiederum werden die Schatten unbestimmt. Nicht nur, daß die Strahlen von verschiedenen Entladungsröhren verschieden sind, sondern von derselben Röhre können zu gleicher Zeit Strahlen von verschiedenen Graden der Härte ausgehen. Die „Härte der Strahlen" ist eine Eigenschaft, durch die es sehr bequem ist, einen Strahl zu identifizieren. Sie ist bequem meßbar, durch die Absorption, die stattfindet, wenn die Strahlung eine Schicht Aluminium- oder Zinnfolie von gegebener Dicke passiert. Nun wurde bei einigen Experimenten, die vom Verfasser und

Strahlen verschiedener Härte von einer Röhre. Absorptionsmessungen.

McClelland[1]) über die Absorption beim Durchgang der Strahlung durch zunehmende Schichten von Zinnfolie ausgestellt wurden, gezeigt, daß die durch die ersten paar Zinnfolien verursuchte Absorption viel größer als die durch die gleiche Zahl Schichten hervorgerufene war, nachdem die Strahlen die ersten Folien durchsetzt hatten. Dies zeigt, daß einige der Strahlen bereits durch die Zinnfolie absorbiert wurden, während andere mit großer Leichtigkeit durch dieselbe hindurchgingen, so daß die ersten paar Lagen Zinnfolie die erste Art der Strahlung zurückhielten, während die übrigbleibenden mit verhältnismäßig geringer Absorption weiter hindurchgingen. McClelland zeigte, daß, wenn für verschiedene Metalle die Dicke der Platten so gewählt wurde, daß sie die gleiche Absorption für die Strahlung ein und derselben Röhre ergab, dieselben Metallstücke nicht notwendig die gleiche Absorption für die Strahlen einer anderen Röhre ergeben.

Röntgenstrahlen, die ein Gas passieren, machen es zum Leiter der Elektrizität, sie ionisieren das Gas[2]): die Zahl der Ionen, die in einer Sekunde in einem Kubikzentimeter des Gases durch Strahlen von gegebener Intensität erzeugt wird, hängt von dem Drucke des Gases, seiner Natur und seiner Temperatur ab.

128. Perrin[3]) zeigte, daß die Ionenproduktion pro Kubikzentimeter für Strahlen von gegebener Intensität dem Drucke des Gases proportional ist. Er bewies dies, indem er zeigte, daß der Sättigungsstrom durch ein gegebenes Gasvolumen proportional dem Drucke ist: der Strom floß zwischen zwei großen Metallplatten, und es war Sorge getragen, daß die Strahlen nicht auf das Metall fielen; diese Vorsicht ist notwendig, weil, wie wir sehen werden, die auf das Metall fallenden Strahlen sekundäre Strahlen erzeugen, die das Gas ionisieren und die Erscheinungen komplizieren; außer dieser Vorsicht ist es notwendig, daß das elektrische Feld so angeordnet ist, daß das ganze Gas, das den Strahlen ausgesetzt wird — oder wenigstens der ganze Teil desselben, aus dem die Ionen sich zu den Elektroden bewegen — unter dem Einfluß des elektrischen Feldes, das stark genug sein muß, um Sättigungsstrom zu erzeugen, steht, denn bis Sättigung im ganzen Gase erreicht ist, wird der Strom sowohl von der Geschwindigkeit der Ionen im elektrischen Felde als von der Zahl der erzeugten Ionen abhängig sein; da die Geschwindigkeit der Ionen mit abnehmendem Drucke wächst, so wird der ungesättigte Strom weniger schnell mit der Dichte abnehmen, als der gesättigte. In der Tat, so

Einfluß des Druckes auf die Ionenzahl und Ionengeschwindigkeit.

1) J. J. Thomson u. McClelland, Proc. Camb. Phil. Soc. 9, p. 126, 1899.

2) J. J. Thomson, Camb. Univ. Reporter. Feb. 4, 1996. Benoist u. Harmozescu, C. R. 122, p. 235, 1896. Righi. Acc. dei Lincei (5), v. p. 143, 1896.

3) Perrin, Annales de Chimie et de Physique (7) XI, p. 496, 1897.

lange das elektrische Feld schwach ist, wächst der Strom mit abnehmendem Drucke, denn wenn n die Zahl der positiven und negativen Ionen pro Kubikzentimeter ist, q die Zahl der Ionen, die in einer Sekunde in einem Kubikzentimeter erzeugt werden, so ist (siehe S. 15) $n = (q/\alpha)^{\frac{1}{2}}$; der Strom unter einer kleinen elektrischen Kraft X ist gleich $neX(u + v)$, wo e die Ladung eines Ions ist, u und v die Geschwindigkeiten des positiven und negativen Ions im Felde Eins sind; nun ist n proportional mit $\sqrt{q}$, und demnach auch mit $\sqrt{p}$, wenn p der Druck des Gases ist, da ja α unabhängig von p ist (siehe S. 19), während u und v proportional mit $1/p$ sind; es wird also der Strom bei kleiner elektromotorischer Kraft wie $1/\sqrt{p}$ variieren.

Ionisation verschiedener Gase.

129. Wenn Röntgenstrahlen von gleicher Intensität durch verschiedene Gase vom gleichem Druck hindurchgehen, so hängt der Ionisationsgrad von der Zusammensetzung des Gases ab; die Zahl der erzeugten Ionen, die durch den Sättigungsstrom gemessen wird, ist im Wasserstoff am geringsten und für die bisher untersuchten Gase am größten in den Dämpfen von Methyljodid: sie ist auch außerordentlich groß für Quecksilberdampf: die betreffenden Werte für q — der Zahl der Ionen, die in einer Sekunde in einem Kubikzentimeter des Gases bei Atmosphärendruck und Zimmertemperatur erzeugt werden — sind in der folgenden Tabelle wiedergegeben. Die Zahl für Luft ist als Einheit genommen.

Gas	q			Gas	q		
	Perrin [1]	Rutherford [2]	Thomson [3]		Perrin	Rutherford	Thomson
H_2	0,026	0,5	0,33	C_2N_2	...	...	1,05
N_2	...	0,9	0,89	C_2H_2	...	...	1
O_2	...	1,2	1,1	H_2S	...	6	6
CO_2	1,34	1,2	1,4	SO_2	6	4	6,4
CO	...	...	0,86	HCl	8	11	8,9
NO	...	...	1,08	Cl_2	...	18	17,4
N_2O	1,3	...	1,47	NH_3	0,1?	...	1?

Wir sehen, daß wenn auch die Resultate der verschiedenen Beobachter in guter Übereinstimmung für die meisten Gase sind, sie sehr abweichend für Wasserstoff sind. Hierbei muß daran erinnert werden, daß die verschiedenen Beobachter Strahlen von verschiedenen Härtegraden benutzten, und daß es wahrscheinlich ist, daß die ent-

1) Perrin l. c.
2) Rutherford, Phil. Mag. V, 43, p. 241, 1897.
3) J. J. Thomson, Proc. Camb. Phil. Soc. X, p. 10, 1900.

sprechende Ionisation für zwei Gase von der Art der Strahlen, die benutzt wurden, um sie zu ionisieren, abhängt. Die Gase, in denen die Ionisation beträchtlich ist, haben auch große Brechungsindices, es scheint jedoch nicht, daß ein großer Brechungsindex notwendig große Ionisation einschließt; z. B. ist der Brechungsindex für Acetylen C_2H_2 nach Bestimmungen von Mascart sehr nahe der gleiche wie der von Schwefelwasserstoff H_2S, während die Ionisation in H_2S etwa 6 mal so groß wie in C_2H_2 ist. Die Ionisation durch die Röntgenstrahlen scheint in keinem engeren Zusammenhange mit der Dichte des Gases zu stehen; so ist die Dichte von H_2S ein wenig größer als die von O_2 und beträchtlich geringer als die von CO_2, während die Ionisation in jedem dieser Gase klein im Vergleich mit der in H_2S ist. In anderen Fällen der Ionisation durch Strahlung, etwa der durch radioaktive Substanzen oder durch den Durchgang von Kathodenstrahlen durch ein Gas, werden wir sehen, daß die Ionisation in viel engerem Zusammenhange mit der Dichte des Gases steht, indem sie (mit Ausnahme des Falles des Wasserstoffes) direkt proportional der Dichte ist.

Additionsgesetz für die Ionenproduktion in verschiedenen Gasen.

130. Der Verfasser[1]) hat darauf aufmerksam gemacht, daß die Messungen, die in der obigen Tabelle wiedergegeben sind, anzeigen, daß die Ionisation eines Gases nahezu eine additive Eigenschaft ist, daß also, wenn $2[A]$ der Wert von q für ein Gas A_2, $2[B]$ der Wert für ein Gas B_2 usw. ist, dann der Wert von q für ein Gas $A_lB_mC_n$ gleich $l[A] + m[B] + n[C]$ wird. Wenn wir demnach die Zahlen, die in der dritten Spalte der vorigen Tabelle für H_2, N_2, O_2, CO_2, SO_2 und Cl_2 angegeben sind, benutzen, um die Werte von $2[H]$, $2[N]$ usw. zu bestimmen, so finden wir

$$[H] = 0{,}165, \qquad [C] = 0{,}3,$$
$$[N] = 0{,}445, \qquad [S] = 5{,}3,$$
$$[O] = 0{,}55, \qquad [Cl] = 8{,}7;$$

wenn wir diese Zahlen zur Berechnung der Ionisation in den anderen Gasen in der Tabelle verwenden und das Additionsgesetz benutzen, so erhalten wir die folgenden Resultate:

Gas	Beobachtete Ionisation	Berechnete Ionisation	Gas	Beobachtete Ionisation	Berechnete Ionisation
CO	0,86	0,85	C_2H_2	1	0,93
NO	1,08	0,995	H_2S	6	5,63
N_2O	1,47	1,44	HCl	8,9	8,86
C_2N_2	1,05	1,49	NH_3	1	0,94

Es ist demnach mit Ausnahme von C_2N_2 eine Übereinstimmung innerhalb der Fehlergrenzen des Experimentes vorhanden.

1) J. J. Thomson, l. c.

Zusammenhang zwischen der Absorption der Strahlen durch ein Gas und der Ionisation, die in einem Gase durch die Strahlen erzeugt wird. Die Strahlen werden durch Gase, die sie passieren, absorbiert, die Größe der Absorption wurde von Rutherford[1]) gemessen; den hierzu verwendeten Apparat stellt die Fig. 66 dar.

Absorptionskoeffizienten für Röntgenstrahlen.

Zwei große, einander ähnliche konische Gefäße ABC, $A'B'C'$, die oben viel weiter als unten sind, werden in solche Lage gebracht, daß die Achsen eines jeden Konus so nahe als möglich durch die Anode der Röhre, an welcher die Röntgenstrahlen entstehen, gehen. Die oberen Teile der Gefäße AB, $A'B'$ wurden aus Blei gemacht und wurden mit Hilfe dünner Ebonitplatten von den unteren Teilen, die aus Glas hergestellt wurden, getrennt; ähnliche Platten bedeckten die Enden des Glaszylinders bei C und C', so daß die Gefäße BC, $B'C'$ luftdicht schlossen und erforderlichenfalls ausgepumpt werden konnten. Die Intensität der Strahlen nach Passierung der Glaszylinder wurde dadurch gemessen, daß man die Sättigungsströme in den Bleizylindern AB, $A'B'$ maß. Isolierte Drähte DE, $D'E'$ wurden als Elektroden benutzt; diese wurden mit den Paaren der Quadranten eines Elektrometers, die anfänglich beide auf gleiches Potential geladen waren, verbunden. Die äußeren Seiten der Gefäße AB, $A'B'$ wurden an Erde gelegt. Die Lage der Röhre, welche die Strahlen erzeugte, wurde so justiert, daß, solange die Glasgefäße BC, $B'C'$ mit Luft von gleichem Druck gefüllt waren, die Nadel des Elektrometers beim Hindurchgehen der Strahlen durch das Gefäß in Ruhe blieb, dies zeigt, daß die Potentiale jedes der Quadrantenpaare um den gleichen Betrag abfielen, und daß demnach die Ströme in den Gefäßen AB, $A'B'$ einander gleich waren. Wurde das Gas aus einem der Gefäße BC, $B'C'$ entfernt, oder wurde ein anderes Gas eingeführt, und wurde hierdurch das Gleichgewicht gestört, so war hierdurch Absorption der Strahlen durch das Gas in dem Gefäß erwiesen. Wenn wir annehmen, daß die Energie, welche beim Durchtreten der Strahlen durch die Längeneinheit des im Gase zurückgelegten Weges absorbiert wird, mit der Energie der Strahlen I proportional und gleich λI ist, so ist die Änderung δI in der Intensisät, wenn die

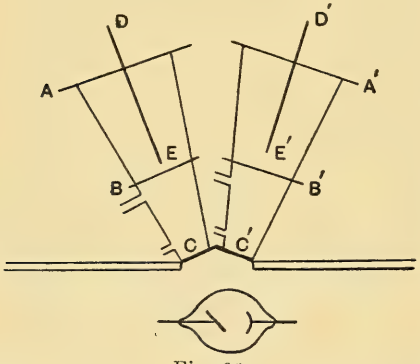


Fig. 66.

1) Rutherford, Phil. Mag. V, 43, p. 241, 1897.

Strahlen eine Entfernung dx durchquert haben, durch die Gleichung gegeben:

$$\delta I = -\lambda I \delta x$$

oder

$$I = I_0 \varepsilon^{-\lambda x},$$

wo I_0 die Intensität der Strahlen für $x = 0$ ist. Wenn demnach l die Länge der Bahn der Strahlen im Gefäß BC ist, so kann das Verhältnis der Intensität der Strahlung im Gefäß AB zur Intensität in dem Gefäß BC, das mit einem Gase, dessen Absorptionskoeffizient λ ist, angefüllt ist, bestimmt werden. Es ist also $\varepsilon^{-l\lambda}$ das Intensitätsverhältnis der Strahlung im evakuierten zum gefüllten Gefäß. Auf diese Weise läßt sich λ bestimmen. Rutherford fand, daß für Luft λ annähernd 10^{-3} ist, so daß die Strahlen etwa 1 Prozent von ihrer Energie verlieren, wenn sie durch 10 cm Luft von atmosphärischem Drucke hindurchgehen; etwa 7 cm Quecksilberdampf bei atmosphärischem Druck und von gleicher Temperatur von käuflichem Quecksilber reduzierte die Intensität der Strahlen auf $\frac{1}{2}$. Die Werte für die verschiedenen Gase sind in der folgenden Tabelle wiedergegeben. Die dritte Spalte dieser Tabelle enthält die relativen Werte von q — der Zahl der Ionen, die pro Volumeneinheit in der Zeiteinheit durch die Strahlen von gleicher Intensität erzeugt werden.

Gas	λ	q	Gas	λ	q
Wasserstoff	klein	0,5	Schwefeldioxyd	0,0025	4
Luft	0,001	1	Schwefelwasserstoff	0,0037	6
Sauerstoff		1,2	Salzsäure	0,0065	11
Stickstoff	etwa	0,9	Chlor	0,0095	18
Leuchtgas	0,001	0,8	Quecksilberdampf	0,1	...
Kohlensäure		1,2	Methyljodid	0,07	..

Die Zahlen zeigen, daß die unter der Einwirkung der Strahlen zu guten Leitern werdenden Gase die Strahlung gut absorbieren; wenn die Leitfähigkeit proportional der absorbierten Strahlung wäre, wenn also q/λ konstant wäre, dann müßte, wenn die ganze Strahlung vom Gase absorbiert würde, die Zahl der erzeugten Ionen unabhängig von der Natur des Gases sein. Denn wenn I_0 die anfängliche Strahlungsintensität ist, so wird die Intensität der Strahlung nach Passieren einer Strecke x des Gases gleich

$$I_0 \varepsilon^{-\lambda x},$$

demnach ist die Zahl der Ionen, die in der Zeiteinheit im Raume dx erzeugt werden, proportional mit $q \cdot I_0 \varepsilon^{-\lambda x}$, so daß die Gesamtzahl der im Gase in der Zeiteinheit erzeugten Ionen proportional ist mit

$$\int_0^\infty q I_0 \varepsilon^{-\lambda x} dx,$$

und dies ist gleich $q I_0/\lambda$; wenn also q/λ für alle Gase gleich groß ist, so ist die Gesamtzahl der Ionen, die durch Strahlen von gegebener Intensität erzeugt werden, die gleiche. Die oben unter q/λ gegebenen Zahlen zeigen bedeutende Variationen für die verschiedenen Gase; die Unterschiede finden jedoch hauptsächlich in den Gasen statt, für welche λ sehr klein ist, in denen infolgedessen die Experimentfehler natürlich groß sind.

Absorption und Ionisation.

Rutherford und McClung[1]) haben kürzlich sehr sorgfältige Bestimmungen der Werte von λ für Kohlensäure und Luft ausgeführt und gefunden, daß das Verhältnis für die beiden Gase 1,59 war; für das Verhältnis der Stromstärken fanden sie 1,43, behaupteten aber, daß der Strom durch die Kohlensäure nicht vollständig gesättigt gewesen wäre. Ich ermittelte das Verhältnis des Stromes durch die beiden Gase zu 1,53, was sehr nahezu das Verhältnis der Absorption ist. Der Wert von λ hängt von dem Charakter der Strahlen ab, für harte Strahlen ist er viel kleiner als für weiche, so daß der Wert von λ für Luft bei Rutherfords und McClungs Experimenten nur ein Viertel des Wertes von Rutherfords früheren Experimenten, bei denen weichere Strahlen verwandt wurden, war. Im Falle der Uraniumstrahlen, die viel leichter absorbierbar als Röntgenstrahlen sind, hat Rutherford[2]) gezeigt, daß, wenn die ganze Strahlung vom Gase absorbiert wird, der Totalbetrag der Ionisation nahezu der gleiche in allen Gasen ist.

Einfluß des Druckes.

Die Absorption hängt auch vom Drucke des Gases ab; für den Dampf von Methyljodid ergibt sich, wie Rutherford zeigte, daß bis zu einem Druck von ein Viertel Atmosphäre die Absorption proportional mit dem Drucke geht.

Einfluß des Aggregatzustandes auf die Absorption.

131. Benoist[3]) schließt aus Experimenten an den Dämpfen von Brom und Jod, Äthylbromid und Methyljodid, daß die Absorption, die von einer gegebenen Menge Substanz hervorgerufen wird, unabhängig vom physikalischen Zustande derselben ist; daß z. B. der Dampf einer flüchtigen Flüssigkeit oder eines festen Körpers gleich stark die Strahlung absorbiert, ob er in gasförmigem Zustande oder kondensiert in festem oder flüssigem Zustande vorhanden ist.

Benoists Gesetz der Absorption der Röntgenstrahlen. Die Absorption ist eine additive Eigenschaft der Bestandteile, unabhängig von Temperatur und Aggregatzustand.

Benoist führte eine Größe ein, die er Koeffizient der Durchlässigkeit der Substanz nennt; es ist das Gewicht in Milligramm von einem Prisma der Substanz, das eine Basis von einem Quadratzentimeter Querschnitt hat, welcher die gleiche Absorption erzeugt wie ein Standardprisma aus Paraffin von 75 mm Länge, wenn die Strahlen längs der Achse des Prismas hindurch müssen. Er hat das sehr wich-

1) Rutherford und McClung, Phil. Trans. A 196, p. 25, 1901.
2) Rutherford, Phil. Mag. V, p. 109, 1899.
3) Benoist, Journal de Physique 3, X, p. 653, 1901.

tige Gesetz bewiesen, daß, wenn wir eine Masse M von einer Substanz, deren Durchlässigkeit E ist, haben, die aus den Massen M_1, M_2, M_3 ... besteht, deren Durchlässigkeitskoeffizienten gleich E_1, E_2, E_3 ... sind, alsdann, ob nun die Substanzen mechanisch gemischt sind oder im Zustande chemischer Verbindungen,

$$\frac{M}{E} = \frac{M_1}{E_1} + \frac{M_2}{E_2} + \frac{M_3}{E_3} + \cdots \qquad (1)$$

ist.

Ich glaube, die Bedeutung des Gesetzes wird klarer durch die Einführung einer Größe, die wir Molekularabsorption der Substanz nennen wollen, d. h. die Absorption, die durch ein Molekül der Substanz erzeugt wird, und die mit dem Koeffizienten von Benoist folgendermaßen zusammenhängt: wenn m die Masse eines Moleküles ist, und in den Prismen Benoists N Moleküle vorhanden sind, dann ist $Nm = c \cdot E$, wo c eine Konstante ist; nach der Definition von E verursachen diese N Moleküle einen gegebenen Betrag an Absorption; wenn demnach α die Absorption ist, die einem Moleküle zukommt, so ist $N\alpha = C$, wo C eine Konstante ist, und wir sehen, daß

$$\frac{m}{E} = \lambda \cdot \alpha$$

ist, wo λ unabhängig von der Natur der Substanz ist. Wir wollen nun Benoists Gesetz durch die Absorption α ausdrücken. Wenn N_1 Moleküle der ersten Substanz, N_2 der zweiten Substanz vorhanden sind, so ist

$$M_1 = N_1 m_1, \quad M_2 = N_2 m_2 \quad M = Nm$$

und

$$\frac{M}{E} = N\lambda\alpha;$$

demnach wird Gleichung (1)

$$N\alpha = N_1\alpha_1 + N_2\alpha_2 + N_3\alpha_3.$$

Dies ist gleichbedeutend mit der Feststellung, daß die Absorption irgend einer Substanz gleich der Summe der Absorptionen der einzelnen Moleküle der Substanzen ist, indem die Absorption, die irgend einem Molekül zukommt, unabhängig ist von der Natur der chemischen Verbindung, von der das Molekül ein Bestandteil ist, oder von seinem physikalischen Zustande. Benoist konstatierte ferner, daß die Absorption unabhängig ist von der Temperatur. Die Absorption eines Körpers für Röntgenstrahlen ist demnach eine additive Eigenschaft.

Molekulargewicht und Absorption.

Es existiert ein sehr enger Zusammenhang zwischen der Absorption eines Elementes und seinem Molekulargewicht; dies wird durch die Kurve in Fig. 67, die Benoists Abhandlung entnommen ist, gezeigt; die Ordinaten stellen die Durchlässigkeit der Elemente dar, die Abszissen die Molekulargewichte; wie man sieht, ist die Kurve vollständig glatt, ganz allgemein vermindert sich die Durchlässig-

keit, wenn das Molekulargewicht wächst. Hieraus folgt, daß die Molekularabsorption mit zunehmendem Molekulargewicht ansteigt. Nachdem wir die Kurve, welche den Zusammenhang der Durchlässigkeit mit dem Molekulargewicht ergibt, gefunden haben, ist es klar,

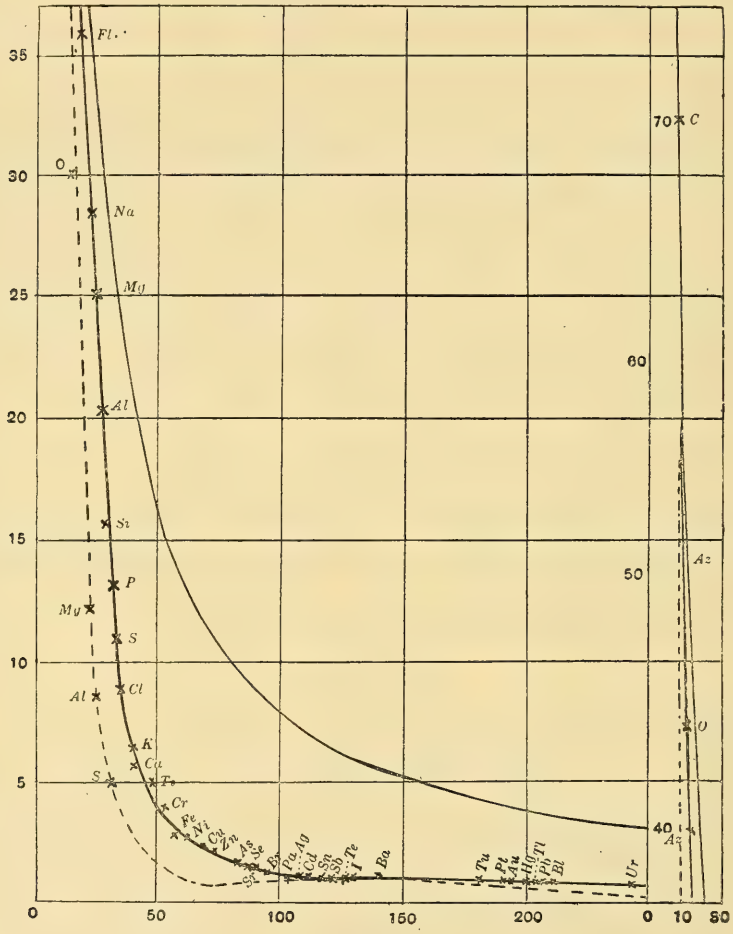


Fig. 67.

daß wir ein Mittel haben, das Molekulargewicht einer Substanz durch die Messung der Durchlässigkeit gegenüber Röntgenstrahlen, entweder im reinen Zustand oder im Verbindungszustand mit Elementen, deren Durchlässigkeit bekannt ist, zu bestimmen. Benoist hat diese Methode angewandt, um das Molekulargewicht von Indium zu bestimmen.

Aus den Resultaten von Benoist habe ich die folgenden rela-

tiven Werte α für einige Elemente berechnet, die oft in Gasverbindungen vorkommen.

Substanz	α	Substanz	α
O_2	0,36	S_2	2,8
N_2	0,27	Cl_2	4
C_2	0,17	Br_2	47

Wenn wir α für diese Gase kennen, können wir die Absorption der Gase, die von Rutherford gemessen wurde (siehe S. 259), berechnen, die Resultate sind in folgender Tabelle gegeben.

Gas	α (Benoist)	λ (Rutherford)	α/λ
O_2	0,36	0,001	360
CO_2	0,45	0,001	450
SO_2	1,76	0,0025	700
H_2S	1,4	0,0037	378
HCl	2	0,0065	301
Cl_2	4	0,0095	420

Bei Berechnung der Zahlen in der zweiten Spalte habe ich die Absorption, die dem Wasserstoff in den Verbindungen zuzuschreiben ist, da diese zu klein ist, um genau bestimmbar zu sein, vernachlässigt. Benoist zeigte, daß die relativen Werte von α in gewissem Grade von der Natur der Strahlen abhängen; wenn wir dies berücksichtigen, so sind Rutherfords Resultate in guter Übereinstimmung mit Benoists Gesetz, mit Ausnahme des Falles von SO_2.

Strahlungsenergie und Ionisationsarbeit.

Es ergibt sich die Frage, ob die vom Gase absorbierte Energie vollständig durch die Arbeit verbraucht wird, die notwendig ist, um das Gas zu ionisieren, oder ob ein Teil der Energie der Strahlung direkt in Wärme oder anderweitig in Energie im Gase umgesetzt wird, ohne daß dabei Ionisation eintritt: wenn die Ionen sich rekombinieren können, so wird die Arbeit, die zur Ionisation verbraucht wird, schließlich als Wärmeenergie im Gase wieder erscheinen; dies würde jedoch nicht notwendig der Fall sein, wenn die Ionen aus dem Gase durch ein starkes elektrisches Feld entfernt würden. Die Erscheinungen sprechen, wie ich denke, für die Ansicht, daß für die Ionisation des Gases nur ein geringer Teil des Energieverlustes in Rechnung zu setzen ist. Rutherford und McClung[1]) haben die Arbeit berechnet, die notwendig ist, um ein Molekül des Gases zu ionisieren unter der Annahme, daß der ganze Energieverlust der Strahlung im Gase der Ionisation des Gases zuzuschreiben wäre; mit dieser Annahme fanden sie die Arbeit, die notwendig ist, um ein Molekül Luft zu ionisieren, gleich der Arbeit, welche die Ionenladung leistet, wenn sie durch eine Potential-

1) Rutherford und McClung, Phil. Trans. 196, p. 25, 1901.

differenz von 175 Volt treibt; dies ist viel größer als der Wert derselben Größe, den H. A. Wilson und Townsend (siehe S. 190) durch unabhängige Betrachtungen zu etwa zwei Volt erhalten haben. Wenn wir diese Resultate kombinieren, so kommen wir zu dem Schluß, daß nur etwa $^1/_{80}$ der Energie der Strahlen auf Ionisation des Gases verwandt wird, und daß der Rest sich in Wärme verwandelt.

Die neueren Bestimmungen der Arbeit, die erforderlich ist, um ein Molekül zu ionisieren, ergaben einen höheren Wert als der hier zuerst gefundene. So kommt Langevin (Recherches sur les gaz ionises) aus den Resultaten einiger Experimente Townsends zum Schluß, daß die Arbeit, die geleistet wird, um die Ionenladung durch ein Potentialgefälle von 60 Volt zu treiben, eine obere Grenze für die Arbeit ist, die erforderlich ist, ein Molekül zu ionisieren. Stark[1]) erhält für die gleiche Größe Werte, die von 20 bis 50 Volt variieren.

Abhängigkeit der Ionisation eines Gases von der Temperatur.

132. Untersuchungen hierüber wurden für den Fall der Luft von Perrin[2]) angestellt, er zeigte, daß, wenn der Druck des Gases konstant gehalten wird, zwischen den Temperaturen von -12^0 und $+145^0$ C, die Totalionisation unabhängig von der Temperatur war; da die Dichte des Gases, solange der Druck konstant ist, umgekehrt mit der absoluten Temperatur sich ändert, und, wie wir gesehen haben, der Ionisationsgrad proportional der Dichte ist, so würde folgen, daß der Ionisationsgrad in einer bestimmten Menge Gas direkt proportional der absoluten Temperatur ist. Der Einfluß der Temperatur auf die Ionisation eines Gases durch Röntgenstrahlen wurde aber kürzlich von McClung im Cavendish Laboratorium untersucht; er findet als das Resultat von Experimenten in Gasen von konstantem Druck und konstanter Dichte, daß der Ionisationsgrad bei einer gegebenen Zahl Moleküle eines Gases, das Röntgenstrahlen ausgesetzt ist, unabhängig von der Temperatur ist und nicht, wie Perrin dachte, proportional der absoluten Temperatur. Er findet auch, daß die Absorption der Strahlen durch eine gegebene Zahl von Molekülen unabhängig von der Temperatur der Moleküle ist.

Der geringe Dissoziationsgrad des Gases.

Es ist sehr wünschenswert, daß weitere Experimente über die Abhängigkeit der Ionisation der verschiedenen Gase von der Temperatur angestellt werden, da diese Abhängigkeit in direkter Beziehung zu der Frage steht, was für Bedingungen für die Moleküle eines Gases erfüllt sein müssen, damit das Gas durch die Röntgenstrahlen ionisiert wird. Wir müssen daran erinnern, daß es nur ein außerordent-

1) J. Stark, Drudes Ann. IV, p. 411, 1901; VII, p. 421, 1902.
2) Perrin, Annales de Chimie et de Phys. [7] XI, p. 496, 1897.

lich geringer Bruchteil der Moleküle ist, die von den Strahlen ionisiert werden; selbst wenn die Ionisation außerordentlich groß ist, so ist das Verhältnis der Zahl der freien Ionen zu der Zahl der Moleküle des Gases kleiner als 1 zu 10^{12}. Wenn demnach alle Moleküle des Gases gleichmäßig der Strahlung ausgesetzt sind, so ist, da ja die Ionisation auf einen außerordentlich kleinen Bruchteil der Molekülzahl beschränkt ist, die Zahl der Moleküle, die ionisiert werden, notwendig in einem Zustande, der weit abliegt von dem Durchschnittszustand der Moleküle. Eine Hypothese, die sich naturgemäß hier aufdrängt, ist die, daß es nur die Moleküle sind, welche einen Betrag an kinetischer Energie besitzen, der um ein Gewisses den der anderen Moleküle überragt, die von den Strahlen ionisiert werden: die folgenden Überlegungen zeigen jedoch, daß in diesem Falle die Ionisation viel rascher mit der Temperatur variieren müßte, als dies nach den Resultaten von Perrin der Fall ist.

Der Ionisationszustand des Moleküles scheint kaum in engerem Zusammenhang mit seiner kinetischen Energie zu stehen.

Nach der kinetischen Gastheorie ist die Zahl der Moleküle in einem Kubikzentimeter, die eine Geschwindigkeit zwischen c und $c + dc$ hat, gleich

$$\frac{4}{\sqrt{\pi}} N\theta^{-\frac{3}{2}} \varepsilon^{-\frac{mc^2}{\theta}} c^2 d^2,$$

wo N die Gesamtzahl der Moleküle pro Volumeneinheit, θ die absolute Temperatur und m die Masse eines Moleküls des Gases ist. Wenn wir demnach mit n die Zahl der Moleküle bezeichnen, die eine Geschwindigkeit haben, die größer ist als c, so wird

$$n = \frac{4}{\sqrt{\pi}} N\theta^{-\frac{3}{2}} \int_{c_1}^{\infty} \varepsilon^{-\frac{mc^2}{\theta}} c^2 dc,$$

oder indem wir setzen $c^2 = \theta\omega^2$:

$$n = \frac{4}{\sqrt{\pi}} N \int_{\frac{c_1}{\sqrt{\theta}}}^{\infty} \varepsilon^{-m\omega^2} \omega^2 d\omega,$$

so erhalten wir:

$$\frac{dn}{d\theta} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} N \varepsilon^{-\frac{mc_1^2}{\theta}} \frac{c_1^3}{\theta^{\frac{5}{2}}}.$$

Da nun die Zahl der Moleküle, die in einem Gase ionisiert ist, ein außerordentlich kleiner Bruchteil von n ist, wenn n die Molekülzahl ist, die eine Geschwindigkeit größer als c_1 besitzt, so muß $\varepsilon^{-\frac{mc_1^2}{\theta}}$ sehr klein sein. Wenn aber dies der Fall ist, so wird $dn/d\theta$ sehr schnell mit θ wachsen; denn wenn wir für einen Augenblick $\varepsilon^{-\frac{mc_1^2}{\theta}}$ gleich 10^{-12} annehmen, so ist, wenn wir θ verdoppeln, der

Wert von $dn/d\theta$ bei hoher Temperatur etwa 120 000 mal so groß als bei niederer, während nach Perrins Ergebnissen der Temperaturkoeffizient der Ionisation konstant ist; hieraus müssen wir schließen, daß die Paar Moleküle, die da ionisiert sind, ihre Ionisation nicht dem Besitz einer abnorm großen kinetischen Energie zu verdanken haben; ein ähnlicher Einwand würde auf die Ionisation zutreffen, die irgend einer Eigenschaft der Moleküle, deren Häufigkeit durch das Maxwell-Boltzmannsche Verteilungsgesetz gegeben ist, zuzuschreiben ist.

Auch die Vermehrung der kinetischen Energie der spontan vorhandenen Ionen durch die Strahlung und die sekundäre Erzeugung neuer Ionen durch Ionenstoß vermag nicht den geringen Ionisationsgrad zu erklären.

Ein anderer Gesichtspunkt, der auf den ersten Blick als eine Möglichkeit erscheint, den geringen Ionisationsbetrag zu erklären, ist der, daß dieser nicht der direkten Einwirkung der Röntgenstrahlen auf die Moleküle zuzuschreiben ist, sondern daß diese Strahlen auf die freien Ionen einwirken, die, wie das Phänomen der spontanen Ionisation zeigt, stets in geringer Zahl selbst dann vorhanden sind, wenn das Gas im normalen Zustande ist; die Strahlen könnten diesen Ionen eine kinetische Energie erteilen, die hinreichend ist, um sie in den Zustand zu setzen, die Moleküle des Gases, gegen die sie stoßen, zu ionisieren. Um die Schlußweise dieser Hypothese in analytische Form zu bringen, wollen wir annehmen, daß die Zahl der freien positiven oder negativen Ionen pro Kubikzentimeter gleich n ist, und daß infolge der kinetischen Energie, die die Ionen durch die Strahlen erhalten, ein jedes Ion ω andere Ionen pro Sekunde erzeugt; es sei ferner die Zahl der Ionen, die sich in einer Sekunde rekombinieren, gleich αn^2, und es sei β die Zahl der Ionen, die pro Sekunde durch spontane Ionisation des Gases erzeugt werden, wenn dann Gleichgewichtszustand eingetreten ist, so haben wir:

$$\omega \cdot n + \beta - \alpha n^2 = 0,$$

oder

$$n = \frac{\omega}{2\alpha} + \sqrt{\frac{\beta}{\alpha} + \frac{\omega^2}{4\alpha^2}}.$$

Da nun die Zahl der Ionen, die durch die Strahlen erzeugt werden, groß ist im Vergleich mit $-\sqrt{\beta/\alpha}$ —, die der spontanen Ionisation zukommen, so muß β/α klein sein im Vergleich mit $\omega^2/4\alpha^2$, und wir haben näherungsweise $n = \omega/\alpha$, so daß wir einen bestimmten Wert für die Zahl der Ionen in einem Kubikzentimeter des Gases erhalten würden. Dieser Gesichtspunkt führt jedoch zu einem Resultate, das nicht im Einklang mit den Beobachtungsresultaten ist, denn der Sättigungsstrom für einen Kubikzentimeter des Gases ist proportional der Zahl der Ionen, die in einer Sekunde in einem Kubikzentimeter des Gases produziert werden, also mit ωn. Nun ist diese Zahl proportional mit n, und die Zahl der freien Ionen würde hiernach geringer in einem starken elektrischen Felde als in einem schwachen sein, denn in einem starken Felde ist ja die Lebensdauer des Ions kürzer, als sie es

in einem schwachen ist, da es ja schnell aus dem Gase heraus gegen die Elektroden getrieben wird; wenn demnach der Gesichtspunkt, den wir hier diskutiert haben, zutreffend wäre, so müßte der Strom durch ein Gas bei starkem elektrischen Felde sich mit wachsender Stärke des Feldes verringern; da dies nicht der Fall ist, so schließen wir, daß die Ionisation nicht in der Weise vor sich gehen kann, die wir hier in Erwägung gezogen haben.

Über andere Erklärungsweisen des geringen Dissoziationsgrades der Gase.

Andere mögliche Erklärungsweisen der geringen Zahl der durch die Strahlen dissoziierten Moleküle sind 1. daß die Strahlen so beschaffen sind, daß nur ein geringer Bruchteil der Moleküle der ganzen Kraft ihres Einflusses unterliegt: daß also, wenn wir eine Ebene rechtwinklig zur Richtung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Strahlen legen, die Energie nicht gleichförmig über diese Ebene verteilt ist, sondern daß die Verteilung der Energie quasi eine Struktur hat, sagen wir etwa eine außerordentlich feine, so daß Stellen, wo die Energie groß ist, mit Stellen wechseln, wo sie gering ist, etwa wie der Mörtel und die Steine in der Mauer; wenn so die Stellen, wo die Energie groß genug ist, um Ionisation eines Moleküles zu erzeugen, nur einen geringen Bruchteil des Querschnittes der Fläche der Ebene rechtwinklig zu den Strahlen einnehmen würden, so würden die Strahlen imstande sein, ein Gas zu passieren, und dennoch würde nur ein geringer Bruchteil der Moleküle dem Maximum ihrer Einwirkung unterworfen sein, geradeso wie in dem Falle, wenn ein Kathodenstrahl das Gas durchsetzt; wir werden auf diesen Punkt zurückkehren, wenn wir die Natur der Röntgenstrahlen betrachten. Ein anderer Gesichtspunkt, der in Erwägung gezogen werden könnte, ist der, daß alle Moleküle eines Gases selbst dann, wenn das Gas, wie etwa Wasserstoff, ein Element ist, nicht von gleicher Art sind und daß, in der Mischung mit gewöhnlichen Molekülen, nur wenige solche vorhanden sind, die leicht ionisierbar sind, so daß die Zahl der Moleküle dieser Art, die praktisch Molekülen eines anderen Gases gleichkämen, nicht durch das Maxwellsche Verteilungsgesetz gegeben wäre. Der Gedanke, daß selbst ein Gas nicht gleichförmig in seiner Zusammensetzung ist, sondern sich so verhält, als wären ihm geringe Quantitäten anderer Gase beigemischt — die nicht notwendig als Verunreinigungen bei der Herstellung, sondern als wesentliche Bestandteile derselben aufzufassen wären — mag auf den ersten Blick den gewöhnlichen Erscheinungen der Chemie so entgegen erscheinen, um nicht der Mühe wert zu sein, diskutiert zu werden. Wir wollen jedoch betonen, daß Gasmengen, die der ionisierten Molekülzahl entsprechen, so gering sind, daß sie weit unter der Möglichkeit der Auffindung durch chemische Analyse liegen, so daß durch keine chemischen Überlegungen eine solche Hypothese als wahr oder falsch erwiesen werden kann.

Die Ursache der Ionisation ist wahrscheinlich der inneren Energie des Atoms zuzuschreiben.

Die Tatsache, daß die Ionisation einem additiven Gesetze folgt, drängt zu dem Schluß, daß sie eine atomistische Eigenschaft ist, so daß die Wahrscheinlichkeit, daß ein Atom ionisiert wird, von der inneren kinetischen Energie des Atomes abhängig sein wird; es spricht vieles für die Ansicht, daß der Energiebetrag eines Atoms wie auch die Zahl der Atome, die einen gegebenen Betrag innerer kinetischer Energie besitzen, in sehr hohem Maße unabhängig von der Temperatur des Gases ist; wenn wir diesen Standpunkt einnehmen, so können wir verstehen, warum die sehr kleine Verhältniszahl der ionisierten Moleküle nicht rapide mit der Temperatur anwächst.

Sekundäre Röntgenstrahlung.

133. Wenn die Röntgenstrahlen durch eine Substanz hindurchgehen, veranlassen sie diese, ihrerseits Röntgenstrahlen auszusenden; die Strahlen werden als sekundäre Strahlen bezeichnet. Sie sind in mancher Hinsicht verschieden von den primären Strahlen, die sie erzeugen. Diese sekundären Strahlen werden an festen Körpern, Flüssigkeiten und Gasen erzeugt. Perrin[1]) beobachtete, daß, wenn die Strahlen eine Metallplatte treffen, mehr Ionisation erzeugt würde, als wenn Strahlen von gleicher Intensität durch die Luft hindurchgingen, ohne in Kontakt mit der Platte zu kommen. Er ordnete zwei parallele Platten so an, daß das gleiche Volumen Gas zwischen jeder der Platten der Strahlung von gleicher Intensität ausgesetzt wurde; in dem einen Fall jedoch passierten die Strahlen den Zwischenraum der Platten, ohne das Metall zu berühren, während im zweiten Falle die Strahlen normal zu einer der Platten auffielen; er fand, daß der Sättigungsstrom stets größer war für das zweite Paar der Platten als für das erste, der Überschuß ist dadurch veranlaßt, daß die Metallplatten von den Strahlen getroffen werden. Wenn diese Platten aus Gold, Zink, Blei oder Zinn gemacht wurden, so ergab sich ein bedeutender Unterschied. Wenn sie aus Aluminium gemacht wurden, war er gering. Er wurde beträchtlich, wenn die Platte mit Wasser, Alkohol oder Petroleum befeuchtet wurde.

Abhängigkeit der sekundären Strahlung vom Metall.

Sagnac[2]) hat einige Experimente angestellt, die sehr klar den Einfluß dieser sekundären Strahlen erweisen; die Methode, die er anwandte, ist in den Figuren 68 α und 68 β dargestellt; in dem Experimente, das in Fig. 68 α verbildlicht ist, wurden die sekundären Strahlen durch ihre Einwirkung auf eine photographische Platte nachgewiesen, in dem in Fig. 68 β dargestellten durch ihre Einwirkung auf die Entladung eines Goldblattelektroskops. L ist eine Röhre, die die primären Strahlen erzeugt, EE eine dicke Bleiplatte, die dazu dient, diese Strahlen von der photographischen Platte oder vom Elektro-

1) Perrin, Annales de Chemie et de Physique [7] XI, p. 496, 1897.
2) Sagnac, ibid. [7] XXII, p. 493, 1901.

skop abzuschirmen; MM ist die Platte, die durch die primären Strahlen getroffen wird und die sekundäre Strahlung emittiert, ee in Fig. 68α die photographische Platte; das Elektroskop ist mit einem Metallkasten bedeckt, der an Erde gelegt ist, um das Gas, das der primären Strahlung ausgesetzt war, von dem elektrischen Felde des Goldblattelektroskops fernzuhalten, die sekundären Strahlen traten in diesem Kasten durch ein dünnes Aluminiumfenster ein. Das Elektroskop wurde entladen und die Platten selbst zeigten sich in dem Falle beeinflußt, daß MM von verhältnismäßig leichten und durchlässigen Substanzen hergestellt war, wie etwa aus Paraffin, Ebonit, Schwefel oder Aluminium; ein größerer Einfluß war bei schwereren Substanzen zu bemerken. Ein geringer Bruchteil wird selbst dann erzeugt, wenn

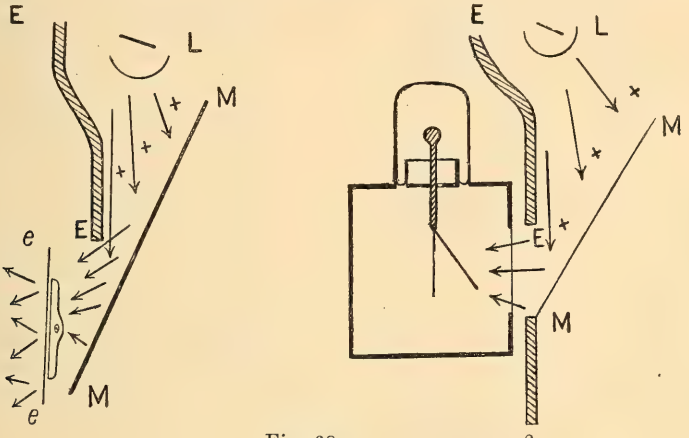


Fig. 68.

die Platte MM nicht da ist, dies ist der sekundären Strahlung, die aus der Luft emittiert ist, zuzuschreiben; diese sekundären Strahlen, die aus der Luft kommen, wurden zuerst von Röntgen[1]) beobachtet, der sie durch das Aufleuchten eines Phosphoreszenzschirmes entdeckte.

Die sekundären Strahlen sind keine reflektierten Röntgenstrahlen.

134. Sagnac (loc. cit.) zeigte, daß die sekundären Strahlen nicht diffus reflektierte, primäre Strahlen sind; er zeigte dies durch den Nachweis, daß die sekundären Strahlen viel leichter absorbiert werden, als die primären. Die Methode, die er für diesen Zweck verwandte, ist in Fig. 69 dargestellt. Die primären Strahlen von der Röhre 1 passierten zwei Öffnungen ab, cd in den Bleiplatten E_1E_1, E_2E_2, die sekundären Strahlen von der Platte LL passierten eine Blendenöffnung in einer Bleiplatte E_1E_1' und traten alsdann durch ein dünnes Aluminiumfenster in das Elektroskop C. Eine Platte von Aluminium

1) Röntgen, Wied. Ann. 64, p. 18, 1898.

AA wird zunächst in die Bahn der primären Strahlen gebracht und der Elektrizitätsverlust beobachtet, sie wird alsdann aus der Bahn der primären Strahlung entfernt und an irgend einer Stelle $A'A'$ (nicht in der Fig. angegeben) in die Bahn der sekundären Strahlung gebracht, und wiederum wird der Elektrizitätsverlust festgestellt. Es zeigte sich, daß der Elektrizitätsverlust im letzteren Falle geringer als im ersteren ist, woraus hervorgeht, daß die sekundären Strahlen von der Platte mehr als die primären absorbiert werden. Wenn t die Zeit ist, in der das Goldblattelektroskop um einen gewissen Winkel fällt, wenn die Platte bei AA ist, t' die Zeit, wenn die Platte bei $A'A'$ ist, so ist, wenn $c = (t' - t)/t$ ist, c von Sagnac als Koeffizient der Strahlentransformation bezeichnet worden. Dieser Koeffizient hängt von der Natur der Platte LL ab; er ist viel kleiner, wenn die Platten aus einer leichten Substanz, wie etwa aus Aluminium oder Paraffin, gemacht ist, wie aus einer schwereren, etwa aus Blei oder Gold: dies zeigt, daß die sekundären Strahlen, die von leichten Substanzen emittiert werden, wenn auch nicht so zahlreich, so doch durchdringender sind als die, die von schweren emittiert werden. Sagnac zeigte auch, daß, wenn die Entfernung des Elektroskopes von der Platte LL wuchs, der Elektrizitätsverlust viel schneller abnahm, wenn die Platte LL aus Blei gemacht war, als wenn sie aus Zink oder Kupfer gemacht war, woraus hervorgeht, das ein beträchtlicher Bruchteil der sekundären Strahlung von Blei durch wenige Zentimeter Luft absorbiert wurde.

Einfluß des Materials auf die Emission sekundärer Röntgenstrahlung.

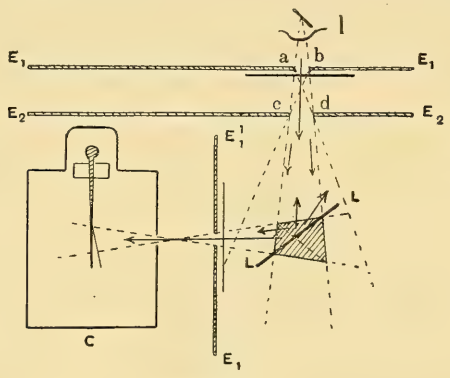


Fig. 69.

Messungen von Townsend über die Emission und Absorption sekundärer Röntgenstrahlung.

135. Einige sehr interessante Experimente über die sekundäre Strahlung wurden von Townsend[1]) angestellt, der die Methode benutzte, die in Fig. 70 dargestellt ist. Die Röhre, welche die Strahlen erzeugte, und der Induktor wurden in eine Kiste gebracht, die mit Blei bedeckt war und eine Öffnung bei A hatte. Durch diese treten die Strahlen und passieren ein Bleirohr, wodurch verhindert wird, daß sie seitlich austreten. C ist ein Zylinder aus Drahtgaze, der eine axiale Elektrode G enthält. Die Gaze wurde mit einem Pol einer Hochspannungsbatterie verbunden, deren anderer Pol an Erde gelegt war, die Elektrode G wurde mit einem isolierten Paar Quadranten

1) J. S. Townsend, Proc. Count. Phil. Soc. X, p. 217, 1899.

eines Elektrometers verbunden. Die Potentialdifferenz zwischen Gaze und Elektrode G betrug 85 Volt und war hinreichend, um Sättigungsstrom zu erzeugen. Die Substanz, welche sekundäre Strahlung emittiert, wurde bei D angebracht, und Messungen wurden angestellt,

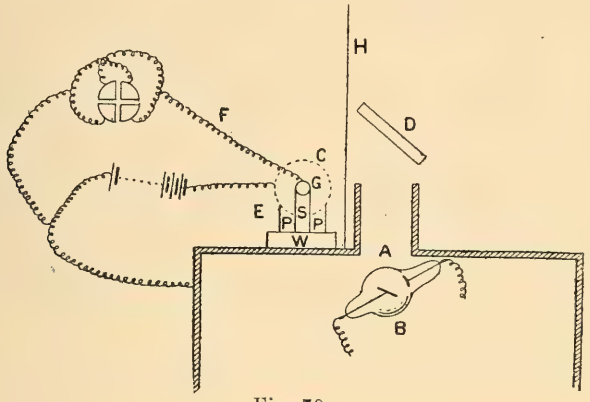


Fig. 70.

1. wenn die sekundäre Strahlung nur durch Luft hindurchging, 2. wenn sie eine Platte von Aluminium von 0,25 mm Dicke passieren mußte. Die Resultate sind in der folgenden Tabelle enthalten. Die Zahlen geben die Ablenkungen des Elektrometers in 10 Sekunden an:

Emittierende Substanz bei D	Die Strahlen passieren durch Luft	Die Strahlen passieren Aluminium	Emittierende Substanz bei D	Die Strahlen passieren durch Luft	Die Strahlen passieren Aluminium
Luft	2	1	Festes Paraffin	30	15,5
Aluminium	6	3,5	Messing	66	2,5
Glas	7,5	3	Zink	68	3
Blei	24	6	Kupfer	70	2,5

Die Tabelle zeigt sehr deutlich die verschiedenen Arten von Strahlungen, die von den verschiedenen Substanzen ausgehen, so wird die Strahlung von Messing, Zink und Kupfer fast vollständig zurückgehalten durch das Aluminium, während die Strahlen anderer Substanzen verhältnismässig leicht durch dasselbe hindurchgehen. Die sekundäre Strahlung ergab sich als nicht wesentlich abhängig von dem Zustande der Oberfläche des Körpers, so war die Strahlung von poliertem Messing nur 2 oder 3 % größer als die von Messing, das mit Oxyd bedeckt war: wenn das Messing mit weißem Filtrierpapier bedeckt wurde, so reduzierte sich die Ablenkung des Elektrometers von 66 auf 46. Die sekundäre Strahlung ist eben nicht wesentlich ein Oberflächeneffekt, vielmehr kommt die Strahlung aus einer Schicht der Substanz von merklicher Dicke. Dies wurde dadurch bewiesen, daß man eine Aluminiumplatte mit einer dicken Schicht Paraffin über-

zog; die Strahlung wurde hierdurch um ein Sechstel des Betrages eines festen Paraffinblockes reduziert. Bei dichteren Substanzen, wie etwa Blei, ist die Lage, aus der die sekundäre Strahlung kommt, viel dünner wie für eine leichte Substanz, wie Paraffin. Erstens kann die primäre Strahlung nur bis zu sehr geringer Tiefe in die Oberfläche eindringen, und zweitens ist die sekundäre Strahlung so viel leichter absorbierbar, daß sie nur imstande sein wird, durch einen geringen Bruchteil der Dicke hindurch zu gehen, der von der primären Strahlung durchsetzt werden kann. Demnach wird die Dicke der Schicht, aus der die Strahlung kommt, stets viel geringer sein als die Dicke, die von der primären Strahlung durchsetzt werden kann. Die Anordnung des vorhergehenden Experimentes war derart, daß nur die Strahlung das Elektrometer beeinflussen konnte, die einige Zentimeter Luft passiert hatte. Townsend zeigte, daß infolge hiervon ebenfalls sekundäre Strahlung entstand, und daß diese durch eine Lage Luft von wenigen Millimeter Dicke absorbiert wurde.

Die Anordnung, die zu diesem Zwecke benutzt wurde, ist in Fig. 71 dargestellt. Sie war so eingerichtet, daß der Sättigungsstrom zwischen zwei Kreisplatten A und B von 4,8 cm Radius, für verschiedene Entfernungen zwischen den Platten bestimmt werden konnte; wenn keine sekundäre Strahlung da wäre, so würde der Strom proportional mit dem Abstand wachsen.

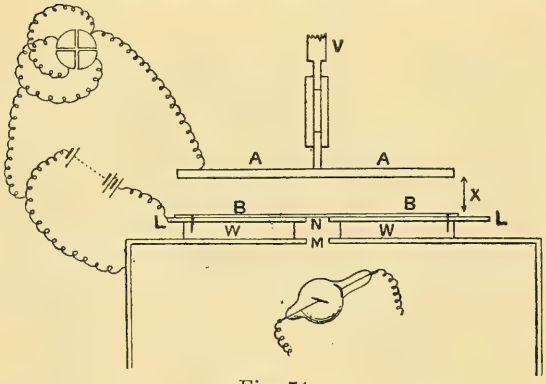


Fig. 71.

Sekundäre Strahlung der Luft.

Die primären Strahlen passierten zunächst eine Öffnung M in einer Bleiplatte und alsdann eine Öffnung N in einer zweiten Bleiplatte; auf dieser ruhte die untere Platte BB, die aus Aluminium gemacht war. Nach Durchsetzen von N passierten die primären Strahlen die Luft und fielen auf die Platte AA, deren Entfernung von B mit Hilfe einer Schraube justiert werden konnte. Eine Versuchsreihe wurde mit Platten von verschiedenem Metall bei A angestellt, die Platte B war bei allen Experimenten aus Aluminium; die Resultate dieser Experimente sind in der folgenden Tabelle wiedergegeben: t ist die Entfernung der Platten in Millimeter; in den anderen Spalten sind die Zahlen proportional mit den Sättigungsströmen in den jeweiligen Fällen. Das Material der oberen Platte ist in der ersten Reihe der Tabelle angegeben.

t	Messing	Kupfer	Zink	Aluminium
1	55	54,4	49	15
2	81	84	66	23,7
5	109,5	107,5	87	40,8
10	126	128	103	57
15	142	144	119	73

Abhängigkeit d. sekundären Strahlung von der primären.

Wenn keine sekundäre Strahlung da wäre, müßten die 2., 3., 4. und 5. Kolumne identisch sein und die Zahlen müßten proportional sein mit dem Abstand zwischen den Platten. Nehmen wir den Fall des Messings; wenn die Entfernung zwischen den Platten 15 mm ist, so ist die Zahl der erzeugten Ionen proportional mit 142; wenn nun die Entfernung zwischen den Platten bis auf 1 mm reduziert wird, so reduziert sich die Zahl der Ionen nicht auf 1/15, sondern nur auf 1/2.6; hieraus geht hervor, daß verhältnismäßig viel mehr Ionen in dem Millimeter Luft in der Nähe der Messingplatte als in den Schichten vorhanden sind, die in beträchtlicher Entfernung von der Messingplatte liegen. Aus der Tabelle ist ersichtlich, daß die Ionisation in dem Millimeter Luft, das zunächst dem Metall ist, proportional mit 55 ist, in dem nächsten Millimeter mit 26, und daß der Mittelwert in den nächsten 3 mm 9,5 ist, in den nächsten fünf 3,5 und in den letzten fünf 3,2. Es wird demnach bei weitem der größere Teil der sekundären Strahlung in einer Schicht von 2 mm Dicke absorbiert. Dieser Teil der Strahlung würde durch eine Luftschicht zwischen Platte und Zylinder, wie sie in dem Experiment, das in Fig. 70 skizziert ist, vorhanden war, völlig absorbiert, so daß die Zahlen, die mit Hilfe dieser Anordnung erhalten wurden, sich auf eine andere Art der Strahlung beziehen, als die war, welche bei der Anordnung von zwei parallelen Platten erhalten wurde. Die Kurven in Fig. 72, die Townsends Abhandlung entnommen sind, geben eine gute Vorstellung, mit welcher Plötzlichkeit sich die Ionisation bei zunehmender Entfernung von der Metalloberfläche vermindert; die Ordinaten in den Kurven sind dem Totalbetrage der Ionisation zwischen den Platten bis zu einer Plattenentfernung, die durch die Abszissen dargestellt wird, proportional. Wenn S das Verhältnis der Zahl der Ionen, die durch die leicht absorbierbaren, sekundären Strahlen in der Luft erzeugt werden, zu der Zahl, die durch die primären Strahlen erzeugt werden, wenn letztere eine Schicht von 1 cm Dicke durchqueren, ist, so fand Townsend, daß für Kupfer $S = 2{,}5$, für Zink $S = 1{,}84$, für Aluminium $S = 0{,}4$ ist: diese Zahlen sind beträchtlich größer als die vorhin von Perrin erhaltenen. Dies sowohl, wie auch der Unterschied zwischen den hier erhaltenen Resultaten und denen von Sagnac, zeigt, daß der Charakter der sekundären Strahlung sehr beträchtlich von dem der primären abhängt.

H. S. Allen[1]) hat die Zahl der Ionen, die durch die sekundäre Ionisation erzeugt werden, mit denen verglichen, die erzeugt wurden, wenn die primären Strahlen ganz vom Gase absorbiert werden. Bei Ver-

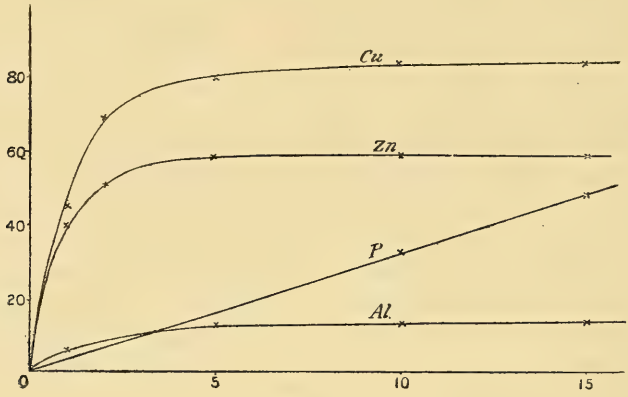


Fig. 72.

wendung von Messing als Metall und Schwefelwasserstoff als Gas, fand er, daß die Zahl der Ionen, die durch sekundäre Strahlung erzeugt werden, 1/2000 der Zahl wäre, die sich ergeben würde, wenn die primären Strahlen durch den Schwefelwasserstoff absorbiert würden.

135 a. Barkla (Phil. Mag. [6] V, p. 685, 1903) hat eine sehr sorgfältige Prüfung der sekundären Röntgenstrahlen, die entstehen, wenn die primären Strahlen durch ein Gas hindurchgehen, angestellt; er zeigte, daß, wenn die primären Strahlen durch verschiedene Gase bei dem gleichen Druck hindurchgehen, die Intensität der sekundären Strahlung proportional der Dichte des Gases ist. So fand er z. B., daß die Intensität der sekundären Strahlen, die dem Sauerstoff zukommen, zu der der CO_2 sich wie 32 zu 44 verhält. Er findet ferner, daß das Durchdringungsvermögen der sekundären Strahlen sich wenig, wenn überhaupt, von dem der primären unterscheidet, so daß der Einfluß, der vom Gase hervorgerufen wird, als ein Zerstreuen der primären Strahlen gedeutet werden kann. Langevin (Recherches sur les gaz ionises) hat die sekundäre Strahlung, die erzeugt wird, wenn die primären Strahlen auf eine Metalloberfläche fallen, untersucht und gezeigt, daß, je dichter das Metall ist, um so geringer das Durchdringungsvermögen der sekundären Strahlen ist, und auch, daß das Durchdringungsvermögen der sekundären Strahlung mit dem der primären wächst.

Die sekundäre Strahlung als Fehlerquelle bei Messung des Sättigungsstromes.

136. Die Wirkung der sekundären Ionisation muß bei allen Untersuchungen, die sich auf den Zusammenhang zwischen Ionisation

1) H. S. Allen, Phil. Mag. VI, 3, p. 126, 1902.

und Druck beziehen, berücksichtigt werden. So z. B., wenn der Zusammenhang zwischen Sättigungsstrom und Druck untersucht wird, und der Strom zwischen zwei parallelen Platten fließt, von denen die eine der primären Strahlung ausgesetzt ist und dadurch sekundäre Strahlung emittiert. Die sekundäre Strahlung wird in geringer Entfernung von der Platte absorbiert; vermindern wir aber den Druck, so wird hierdurch nur die Entfernung vergrößert, ohne daß der Totalbetrag der Ionisation beeinflußt wird, bis der Druck so niedrig wird, daß die sekundären Strahlen von einer Platte zur anderen gelangen können. Wenn demnach S die sekundäre und P die primäre Ionisation bedeutet, so ist P proportional mit dem Druck p, sagen wir gleich ap, alsdann wird, bis der Druck so niedrig wird, daß die sekundäre Strahlung von einer Platte bis zur anderen reicht, der Sättigungsstrom proportional mit $S + ap$; wenn demnach die sekundäre Ionisation im Vergleich mit der primären groß ist, so wird zunächst eine sehr geringe Änderung im Sättigungsstrome, bei Änderung des Druckes, eintreten; wenn der Druck aber so niedrig wird, daß die sekundäre Strahlung auch nicht nahezu zwischen den Platten absorbiert wird, so müssen sowohl die sekundäre wie die primäre Ionisation und demnach auch der Sättigungsstrom proportional mit dem Drucke sein.

137. Eine Metallplatte, die von Röntgenstrahlen getroffen wird, sendet außer den leicht absorbierbaren sekundären Strahlen negative elektrische Teilchen aus, oder, wie wir uns ausdrücken wollen, das Metall gibt nicht nur Röntgen- sondern auch Kathodenstrahlen ab. Die Kathodenstrahlen können von den anderen durch Ablenkung durch ein magnetisches Feld gesondert werden, und da sie negative Ladung mit sich führen, so wird die Metallplatte, von der sie ausgehen, vorausgesetzt, daß sie isoliert ist, eine positive Ladung annehmen. Dorn[1]) hat gezeigt, daß Strahlen, die von einem Magnet abgelenkt werden, von Blei- und von Platin-Platten und in geringerem Grade von Kupfer- oder Zink-Platten, die Röntgenstrahlen exponiert werden, ausgehen. Die Richtung der Ablenkung ist die gleiche wie die von Kathodenstrahlen, die vom Metall ausgehen. Curie und Sagnac[2]) haben gezeigt, daß die Metallplatte negative Elektrizität aussendet und eine positive Ladung behält; um diesen Effekt zu demonstrieren, ist es notwendig, in einem guten Vakuum zu arbeiten, da, wenn die Platte von Luft von beträchtlicherem Druck umgeben ist, die Leitfähigkeit der Luft, die der primären und sekundären Strahlung zukommt, so groß ist, daß jede Ladung der Platte, bevor sie beobachtet werden

Erzeugung von Kathodenstrahlen durch Röntgenstrahlung.

1) Dorn, Abh. d. Naturf.-Ges. zu Halle 22, p. 39, 1900. Beiblätter 24, p. 572.
2) Curie u. Sagnac, Journal de Physique [4], p. 13, 1902.

kann, entweicht. Eine der beiden Methoden, die von Curie und Sagnac zur Demonstration der Ladung der Platte benutzt wurden, ist in Figur 73 gezeichnet.

Experiment von Curie, Analogon zum Hallwachs-Effekt mit Röntgenstrahlen.

Ein dünnes Metallstück M wird isoliert und mit einem Quadrantenpaar eines Elektrometers verbunden; M ist in einen Metallkasten $ABCD$ eingeschlossen, der an Erde gelegt ist, und dessen unterer Teil mit einem Fenster aus dünner Folie vom gleichen Metall wie die Kiste versehen ist; die Röhre l, welche die Röntgenstrahlen erzeugt, wird in einen mit Blei bedeckten Kasten eingeschlossen. Wenn die Platte M und die Kiste $ABCD$ von verschiedenem Metall gemacht sind, so wird bei atmosphärischem Druck die Leitfähigkeit der Luft beträchtlich sein, und die Anordnung verhält sich wie eine

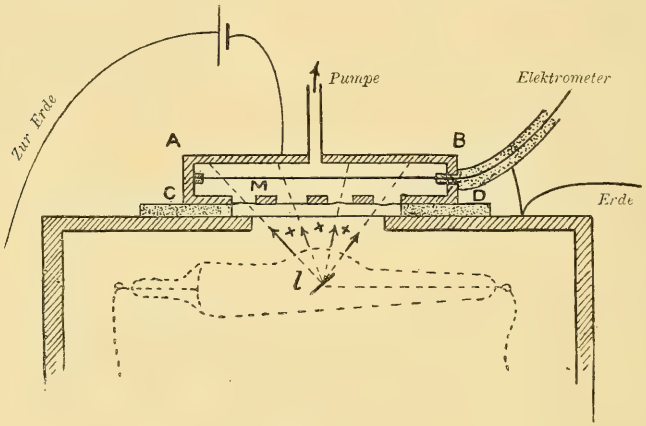


Fig. 73.

galvanische Batterie, indem eine Potentialdifferenz gleich dem Kontakt potential sich zwischen M und der Kiste einstellt; sobald die Luft aus der Kiste ausgepumpt ist, bleibt zunächst diese Potentialdifferenz unverändert; wenn aber ein sehr großes Vakuum erreicht ist, so wächst die Potentialdifferenz stark an, so daß, wenn die Platte M aus Platin und die Kiste aus Aluminium gemacht ist, Curie und Sagnac fanden, daß bei atmosphärem Druck M positiv gegen die Kiste um mehr als 1 Volt war, daß aber bei hohem Vakuum das Potential von M das der Kiste um 30 Volt überragte. Dies zeigt, daß das Platin mehr negative Elektrizität aussendet, als es vom Aluminium erhält. Wenn die Platte M aus Aluminium ist und die Kiste aus Platin, so erhält die Platte eine negative Ladung. Curie und Sagnac zeigten, daß das Durchdringungsvermögen dieser negativ geladenen Strahlen von der gleichen Ordnung wie das der Lenardschen Strahlen ist. Ein Stück Aluminiumblatt von $0{,}46 \cdot 10^{-6}$ cm Dicke reduzierte den Strom negativer Elektrizität um 40 Proz.; hieraus können wir schließen,

daß die Geschwindigkeit der sekundären Strahlung von der gleichen Ordnung wie die der Kathodenstrahlen in einem weit evakuierten Rohre ist, also zwischen 10^9 und 10^{10} cm/sek. liegt. Dorn[1]) hat die magnetische Ablenkung dieser Strahlen gemessen und findet Geschwindigkeiten, die zwischen $1{,}8 \cdot 10^9$ und $8{,}5 \cdot 10^9$ cm/sek. liegen, indem die Zahlen von dem für e/m angenommenen Werte abhängen.

Vergleich der Röntgenstrahleffekte mit den photoelektrischen Effekten.

Wir wollen die Wirkungen, die entstehen, wenn Röntgenstrahlen auf eine Metallplatte fallen, mit denen vergleichen, die sich einstellen, wenn ultraviolettes Licht auf eine Metallplatte fällt; in beiden Fällen werden Kathodenstrahlen vom Metall emittiert. Die sekundären Röntgenstrahlen kann man mit reflektiertem Licht oder vielleicht mit größerer Analogie mit Phosphoreszenzlicht vergleichen, das von einigen Substanzen unter dem Einfluß des ultravioletten Lichtes ausgehen, für welches das reflektierte Licht von der gleichen Qualität wie für das einfallende Licht ist; die sekundären Röntgenstrahlen sind nicht von gleicher Natur wie die primären Strahlen, denn ein Teil der sekundären Strahlen wird viel leichter absorbiert als die primären.

Wegen der großen Absorption der sekundären Strahlung und der Kathodenstrahlen muß die Schicht, aus der sie kommen, sehr nahe der Oberfläche liegen: wenn wir demnach annehmen, daß AB die Oberfläche der Metallplatte ist, auf die die Röntgenstrahlen treffen, und es vermögen die primären Strahlen bis zu CD zu dringen, so wird das ganze Metall zwischen AB und CD sekundäre Strahlen und Kathodenstrahlen aussenden, aber nur diejenigen sekundären Strahlen werden aus einer dünnen Schicht $ABEF$ kommen, welche der Auslöschung entgehen, bevor sie die Oberfläche erreichen, und da die Kathodenstrahlen noch leichter absorbierbar sind, werden nur die von einer noch dünneren Schicht $ABEF$ es sein, die in die Luft hinaus gelangen.

Theorie der sekundären Röntgenstrahlung.

138. Die sekundäre Strahlung ist bereits erklärt, wenn wir uns auf den Standpunkt stellen, den wir später diskutieren wollen, daß nämlich die Röntgenstrahlen aus außerordentlich kurzen Stößen sehr starker elektrischer und magnetischer Kräfte bestehen. Wir wollen annehmen, daß so ein Impuls durch ein Medium hindurchgeht, das Ionen enthält — es ist nicht notwendig, daß die Ionen frei sein müssen: — solange der Impuls andauert, wird auf ein geladenes Ion eine bedeutende Kraft einwirken, und seine Bewegung wird beschleunigt. Wenn nun die Geschwindigkeit eines geladenen Körpers sich ändert, so müssen Stöße der elektrischen und magnetischen Kraft vom Körper ausgehen, und die Größe dieser Kräfte wird proportional

1) Dorn, Lorentz, Jubelband. Arch. Neerl. p. 595, 1900.

sein mit der Beschleunigung, die der Körper erhält; während wir demnach in den primären Röntgenstrahlen einen Impuls haben, der über die Ionen hinweggeht und ihre Bewegung beschleunigt, geht vom Ion ein Stoß elektrischer oder magnetischer Kräfte, der sekundäre Röntgenimpuls, aus, und dieser hört auf, sobald die Beschleunigung des Ions aufhört, also sobald der primäre Impuls vorüber ist. Es ist leicht, die Energie des sekundären Impulses mit der des primären zu vergleichen. Denn angenommen, das Ion O bewege sich parallel mit der x-Achse, f sei seine Beschleunigung, so sendet das Ion Stöße magnetischer Kraft aus von der Art, daß, wenn der Stoß den Punkt P erreicht, die Größe der Kraft gleich ist $fe \sin\theta/V \cdot OP$, wo V die Geschwindigkeit des Lichtes ist, θ der Winkel zwischen OP und der x-Achse, und e die Ladung des Ions in elektromagnetischen Einheiten; die Richtung der Kraft ist rechtwinklig zu OP und der x-Achse; diese magnetische Kraft ist von einer elektrischen, die rechtwinklig mit OP in der Ebene verläuft, die OP und die x-Achse enthält, begleitet und gleich $fe \sin\theta/OP$: da nun nach Poyntings Theorem der Energiefluß längs OP stattfindet, und da die Menge der Energie, die durch den Einheitsquerschnitt in der Zeiteinheit fließt, wie im Falle zueinander rechtwinkliger elektrischer und magnetischer Kräfte, gleich dem Produkt der elektrischen und magnetischen Kräfte dividiert durch 4π ist, so ist das Energiequantum, das den Einheitsquerschnitt durchquert, gleich

$$\frac{1}{4\pi}\frac{e^2 f^2 \sin^2\theta}{V \cdot OP^2};$$

Wenn wir diesen Ausdruck über die Oberfläche einer Kugel mit dem Ion als Zentrum integrieren, so sehen wir, daß der Bruchteil, um den die Energie das Ion verläßt, gleich ist

$$\frac{1}{3}\frac{e^2 f^2}{V},$$

und der Totalbetrag der Energie, der von dem Ion ausgeht, ist gleich

$$\frac{1}{3}\frac{e^2}{V}\int f^2 dt.$$

Wenn wir nun annehmen, daß die elektrische Kraft im primären Röntgenimpuls parallel mit x und gleich X ist, so ist, wenn m die Masse der Ionen ist, $f = \frac{Xe}{m}$; wenn wir diesen Ausdruck für f einsetzen, so finden wir, daß die Energie, die von einem Ion emittiert wird, gleich ist

$$\frac{1}{3}\frac{e^4}{m^2 V}\int X^2 dt;$$

die Integration ist über die Zeit zu erstrecken, die der Stoß braucht,

um über das Ion hinzufahren; wenn d die Breite des Impulses ist, und wenn X über die ganze Breite hin konstant ist, so ist

$$\int X^2 dt = \frac{X^2 d}{V},$$

demnach ist die Gesamtenergie in der sekundären Strahlung, die von dem Ion emittiert wird, gleich

$$\frac{1}{3}\frac{e^4}{m^2}\frac{X^2 d}{V^2};$$

wenn E die Energie pro Einheitsquerschnitt des Impulses ist, so ist

$$E = \frac{1}{4\pi}\frac{X^2 d}{V^2};$$

demnach ist die Energie, die von dem Ion emittiert wird,

$$\frac{4\pi}{3}\frac{e^4}{m^2}E;$$

und wenn N Ionen pro Einheitsvolumen vorhanden sind, so ist die Energie der sekundären Strahlung pro Einheitsvolumen:

$$\frac{4\pi}{3}\frac{Ne^4}{m^2}E.$$

Wenn nun jeder Impuls, der von einem Ion als sekundäre Strahlung ausgeht, von der gleichen Stoßbreite wäre, wie die Impulsbreite der primären Strahlen, so müßten dennoch die Eigenschaften der sekundären Strahlung außerordentlich verschieden von denen der primären sein, denn jeder Impuls der primären Strahlung verursacht jedes Ion, einen Impuls sekundärer Strahlung zu emittieren, so daß der erste primäre Impuls eine große Anzahl sekundärer Impulse zur Folge hat, die in Intervallen folgen, die von der Entfernung der Ionen in dem Medium, das von den primären Wellen durchsetzt wird, abhängig sind; die Eigenschaften dieses Impulszuges würden abhängig sein von λ, der mittleren Entfernung der Ionen: sie würden nahezu denen des Lichtes von der Wellenlänge λ gleichen, und würden sich deshalb wesentlich verschieden von der primären Strahlung verhalten. In der Tat wäre nach diesem Standpunkte zwischen Primär- und Sekundärstrahlung nahezu der gleiche Unterschied, wie zwischen dem scharfen Krachen des Donners und seinem verlängerten Rollen.

Wir sehen aus den vorhergehenden Gleichungen, daß, wenn wir über eine Entfernung dx gehen, der primäre Impuls die Ionen veranlaßt, sekundäre Strahlung auszusenden, deren Energie ist:

$$\frac{4\pi}{3}\frac{Ne^4}{m^2}E dx;$$

wenn dies der einzige Verlust an Energie wäre, den die primären Strahlen erführen, so würden wir haben:

$$dE = -\frac{4\pi}{3}\frac{Ne^4}{m^2}Edx,$$

oder:

$$E = Ce^{-\frac{4\pi}{3}\frac{Ne^4}{m^2}x},$$

so daß die Trübheit der Substanz für primäre Strahlen gemessen wäre durch

$$\frac{4\pi}{3}\frac{Ne^4}{m^2};$$

dieser Ausdruck ist unabhängig von d, der Impulsbreite, und hängt wesentlich von dem Medium und nicht von der Art der Strahlung ab, die durch dasselbe hindurchgeht: der sehr große Unterschied im Durchdringungsvermögen harter und weicher Strahlen zeigt, daß die Energie, die für die sekundäre Strahlung verbraucht wird, nicht die hauptsächlichste Ursache der Absorption der primären Strahlen sein kann. Eine andere Quelle des Energieverlustes ist die Energie, die den Ionen erteilt und von ihnen zurückgehalten wird: die Energie der sekundären Strahlung ist Strahlungsenergie, die von den Ionen ausgeht, aber zu dieser Energie der Ionen kommt bei der Einwirkung der Strahlen ein bestimmter Betrag an Energie, der von ihnen zurückgehalten wird, und der groß im Vergleich mit der Energie ist, die sie als strahlende Energie abgeben. Um die Energie zu berechnen, die ein Ion durch die primäre Strahlung erhält, sehen wir diese Strahlung als aus einer Folge von Impulsen bestehend an. Bei einigen von ihnen geht die elektrische Kraft in einer Richtung, bei anderen in der entgegengesetzten, und wir setzen voraus, daß ebensoviel Impulse der Kraft in der einen Richtung als in der entgegengesetzten stattfinden.

Wir wollen den Einfluß betrachten, der auf die Ionen ausgeübt wird, wenn ein Paar Impulse, ein positiver und ein negativer, über dasselbe hingehen. Es sei $X, -X$ die Größe der elektrischen Kraft in dem positiven resp. negativen Impuls, d die Breite, D der Abstand der Impulse; alsdann gibt der positive Impuls dem Ion eine Geschwindigkeit Xed/Vm, und das Ion wird bei der Ankunft des zweiten Impulses sich über eine Entfernung $(Xed/Vm)(D/V)$ bewegt haben (wenn wir annehmen, daß das Zeitintervall zwischen Ankunft der beiden Impulse bei dem Ion klein ist im Vergleich mit der Zeit der freien Schwingung des Ions). Der zweite Impuls gibt dem Ion ein Moment, das gleich und entgegengesetzt ist zu dem, das es im ersten Impulse erhielt und reduziert seine Bewegung so zur Ruhelage: die vereinte Wirkung der beiden Impulse geht demnach dahin, die Geschwindigkeit des Ions unverändert zu lassen und das Ion um eine Entfernung ξ zu verschieben, die durch die Gleichung gegeben ist:

$$\xi = \frac{Xe}{m}\frac{d}{V}\frac{D}{V}.$$

Wenn wir annehmen, daß das Ion in der Lage $\xi = 0$ im Gleichgewicht war, und daß, wenn es aus dieser Lage verschoben wird, die Kraft, die dahin wirkt, es zurückzubringen, gleich ist $\mu\xi$, so ist die Arbeit, die geleistet wird, um das Ion über eine Entfernung ξ zu verschieben, gleich $\frac{1}{2}\mu\xi^2$, demnach ist die Energie, die dem Ion vom positiven und negativen Stoß erteilt wird, gleich

$$\tfrac{1}{2}\mu\frac{X^2e^2}{m^2}\frac{d^2}{V^2}\frac{D^2}{V^2}.$$

Wenn E die Energie der beiden Impulse pro Einheitsquerschnitt ist, so haben wir:

$$E = \frac{1}{2\pi}\frac{X^2 d}{V^2},$$

demnach ist die Arbeit, die auf das Ion ausgeübt wird, gleich

$$\pi\mu\frac{e^2}{m^2}\frac{dD^2}{V^2}E.$$

Wenn n die Frequenz der freien Schwingung eines Ions ist und $n^2 = \mu/m$, so ist die Arbeit, die auf das Ion ausgeübt wird, gleich

$$\pi n^2\frac{e^2}{m}\frac{dD^2}{V^2}E$$

$$= 4\pi^3\frac{e^2}{m}\frac{dD^2}{\lambda^2}E,$$

wo λ die Wellenlänge der freien Schwingung des Ions ist. Es ist demnach die Arbeit, die auf das Ion ausgeübt wird, wenn zwei Impulse über eine Entfernung von δx hingehen, gleich

$$4\pi^3\frac{e^2}{m}d\cdot D^2\Sigma\frac{N}{\lambda^2}E\delta x = hE\delta x,$$

wo N die Zahl der Ionen in der Volumeneinheit ist, die Licht von der Wellenlänge λ aussenden. Wir haben also

$$\frac{dE}{dx} = -hE$$

oder

$$E = E_0\varepsilon^{-hx};$$

h ist demnach der Koeffizient der Absorption des Mediums für die Röntgenstrahlen: Wenn wir die Energie, die von den Ionen absorbiert wird, berücksichtigen, und die vernachlässigen, die von ihnen ausgestrahlt wird, so sehen wir, daß h mit der Impulsbreite wächst und mit der Entfernung zwischen den Impulsen. Es hängt demnach h vom Charakter der primären Strahlung ab; je breiter die Impulse

sind, je größer ist die Absorption. Demnach entsprechen nach dieser Anschauung von der Natur der Röntgenstrahlen die weichen Strahlen breiten Impulsen, die harten Strahlen schmalen.

Tertiäre Strahlen.

Sagnac ließ sekundäre Strahlen auf eine Metallplatte fallen und erhielt so tertiäre Strahlen, die noch leichter absorbierbar sind, als die sekundären. Er vermutet, daß durch eine Wiederholung dieses Prozesses wir schließlich Strahlen erhalten, die die Eigenschaften gewöhnlichen Lichtes haben. Bis jetzt jedoch konnten keine Röntgenstrahlen erhalten werden, die nur eine Spur von Brechung zeigen, wenn sie von einem Medium in das andere gehen.

Zwölftes Kapitel.

Becquerelstrahlen.

139. Die ausgeprägte Phosphoreszenz, die bei Bestrahlung gewisser Substanzen mit Röntgenstrahlen auftritt, führte zu einer Reihe von Untersuchungen, deren Gegenstand es war, zu sehen, ob die Phosphoreszenz von einer Emission von Röntgenstrahlen begleitet wäre: da Röntgenstrahlen Phosphoreszenz erzeugen, so ergab sich naturgemäß die Frage, ob nicht Phosphoreszenz von Röntgenstrahlung begleitet wäre. Schon im Jahre 1896 zeigte Henry[1]), daß die phosphoreszierende Substanz Zinksulfat nach Exposition an Sonnen- oder Magnesiumlicht auf eine Platte photographisch wirkte, die durch schwarzes Papier oder dünne Aluminiumfolie vor Licht geschützt war. Ein wenig später fand Becquerel[2]), daß, wenn Uranium- und Kaliumbisulfat auf eine photographische Platte, die durch lichtsicheres Papier geschützt war, gelegt und das System der Sonne ausgesetzt wurde, ein Einfluß auf die Platte erkennbar war: er dachte zunächst, daß dies der Phosphoreszenz zuzuschreiben wäre, die vom Uranium ausging, solange es im Lichte war; fand jedoch bald, daß die Exposition an das Sonnenlicht nicht notwendig[3]) war und daß die Platte in gleicher Weise im Dunkeln beeinflußt wurde. Um zu untersuchen, ob dieser Einfluß einer Phosphoreszenz zuzuschreiben wäre, die von einer früheren Exposition des Uraniumsalzes an das Licht[4]) übriggeblieben wäre, nahm er einen Kristall von Uraniumnitrat und löste ihn im Wasser im Dunkeln auf; er ließ ihn dann im Dunkeln auskristallisieren und prüfte den Einfluß auf die photographische Platte, ohne vorher den Kristall dem Licht ausgesetzt zu haben; er fand, daß er die Platte stark angriff, und fand ferner, daß auch die Lösung des Uraniumnitrates, die nicht phosphoreszierend ist, aktiv ist. So kam Becquerel zu dem Schluß, daß der Effekt nicht der Phosphoreszenz zuzuschreiben wäre, sondern eine Eigenschaft des Metalles selbst sei. Er fand ferner, daß sowohl die Salze von Uranium wie das Metall selbst die radioaktive Eigenschaft ohne merkliche Ver- Entdeckung der Strahlen.

1) Henry, Comptes Rendus 122, p. 312, 1896.
2) Becquerel, Comptes Rendus 122, p. 420, 1896.
3) ibid. p. 501.
4) ibid. pp. 691, 765.

ringerung behielten, wenn sie im Dunkeln gehalten wurden; einige Proben, die in Bleikapseln waren, für mehr als ein Jahr. Zu der Beeinflussung der photographischen Platte durch eine Substanz hindurch, welche für gewöhnliches Licht undurchdringlich ist, kommt hinzu, daß diese Strahlung, die vom Uranium ausgeht, wie die Röntgenstrahlung das Gas, durch welches sie geht, zum Leiter macht; so verliert ein geladenes Elektroskop, auf dessen Scheibe ein Stück Uranium gebracht wird, langsam seine Ladung, ob die Ladung positiv oder negativ ist. Becquerel dachte zunächst, daß die Strahlen von Uranium sich von den Röntgenstrahlen unterschieden, indem sie eine Brechung und Polarisation zeigten; spätere Untersuchungen, die er selbst und andere anstellten, haben jedoch gezeigt, daß dies nicht der Fall ist.

Inhomogenität der Becquerelstrahlen.

140. Rutherford[1]) stellte eine sehr ausgedehnte Reihe von Experimenten über die Strahlung des Uraniums und seiner Verbindungen an, wobei er die elektrische Untersuchungsmethode verwandte, also die Intensität der Strahlung durch die Ionisation, die von der Strahlung erzeugt wird, maß. Er machte die sehr interessante Entdeckung, daß die Uraniumstrahlung aus drei voneinander verschiedenen Strahlungsarten besteht.

Die erste Art, die α-Strahlen, werden von Luftschichten von Atmosphärendruck von wenigen Millimeter Dicke absorbiert und tragen positive Ladungen. Sie sind nur durch sehr starke magnetische Felder ablenkbar.

Die zweite Art, die β-Strahlen, sind Kathodenstrahlen von beträchtlicher Geschwindigkeit, magnetisch ablenkbar und weit weniger absorbierbar als die α-Strahlen.

Schließlich sind außer diesen ablenkbaren β-Strahlen noch eine Art Strahlen vorhanden, die magnetisch unablenkbar sind, die γ-Strahlen genannt werden.

Die verschiedene Absorbierbarkeit der Strahlung geht aus folgender Tabelle hervor, die den Einfluß verschiedener Schichten sehr dünner Aluminiumfolie auf den Abfall der Intensität der Strahlung zeigt.

Dicke der Aluminiumfolie 0,0005 cm.

Zahl der Aluminiumschichten	Elektrizitätsverlust pro Minute in Skalenteilen	Verhältnis, in dem der Elektrizitätsverlust sich verringert durch Einschieben einer Aluminiumfolie
0	182	—
1	77	0,42
2	33	0,43
3	14,6	0,44
4	9,4	0,65
12	7	—

1) Rutherford, Phil. Mag. V, 47, p. 109, 1899.

Aus diesen Zahlen sehen wir, daß die erste Aluminiumschicht die Intensität der Strahlung auf die Hälfte des ursprünglichen Wertes herunterbringt, die zweite und die dritte Schicht verringert sie nahezu im gleichen Verhältnis, die vierte Schicht hat jedoch merklich weniger Einfluß, und der Einfluß der nächsten acht Schichten zusammengenommen ist gering; um die Intensität der Strahlung auf die Hälfte ihres Wertes zu reduzieren, ist nach Passierung von vier Schichten das Zwischenbringen von weiteren hundert Schichten erforderlich. Bevor demnach die Strahlen durch eine erste Folie filtriert sind, erzeugt diese eine Folie so starke Absorption als hundert Schichten zusammen, nachdem die Filtration stattgefunden hat. Die Resultate zeigen, daß ein Teil der vom Uranium emittierten Strahlung fast vollständig von etwa vier Schichten Folie absorbiert wird, während ein anderer Teil von viel größerem Durchdringungsvermögen existiert, der durch etwa hundert Schichten hindurchgehen kann, bevor sich seine Intensität auf die Hälfte reduziert. Rutherford nennt die leicht absorbierbare Strahlung die α-Strahlen, die andere die β-Strahlen. Das Durchdringungsvermögen der β-Strahlen ist etwa gleich groß wie das der Röntgenstrahlen von einer mittleren Röhre. Rutherford fand, daß die Absorption durch die verschiedenen Gase für die α-Strahlen, die von Uranium oder von irgend welchen anderen Verbindungen ausgehen, so groß war, daß die Intensität der Strahlen auf die Hälfte reduziert wurde, wenn sie

3 mm Kohlensäure
4,3 mm Luft
7,5 mm Leuchtgas
16,3 mm Wasserstoff

passierten.

Durchdringungsvermögen der α-Strahlen.

Der Druck war in allen Fällen 760 mm Quecksilber. Das Durchdringungsvermögen der α-Strahlen liegt demnach zwischen dem gewöhnlicher primärer und sekundärer Röntgenstrahlen.

Die Absorption der α-Strahlen wurde von Rutherford als proportional der Dichte des Gases gefunden.

In der Nähe einer Schicht Uranium haben wir demnach einen Bereich sehr starker Ionisation, der sich auf die wenigen Millimeter erstreckt, die notwendig sind, um alle α-Strahlen zu absorbieren, jenseits von diesem Bereich finden wir nur die β-Strahlen, und da diese nur geringe ionisierende Kraft besitzen im Vergleich mit den α-Strahlen, so ist in diesem Bereich die Ionisation viel geringer als in den Schichten, die dicht am Uranium liegen. Wenn wir demnach zwei parallele Metallplatten haben, und über einer derselben eine Schicht von Uranium ausgestreut ist, so ist, wenn die Entfernung zwischen den Platten größer ist als die, die notwendig ist, um die α-Strahlung zu absorbieren, der ganze Ionisationsgrad zwischen den

Platten, und demnach der Sättigungswert des Stromes, der von einer Platte bis zur anderen fließen kann, nicht zu steigern, wenn die Entfernung zwischen den Platten vergrößert wird, während so lange, wie die Entfernung zwischen den Platten unter dem Werte bleibt, der erforderlich ist, die α-Strahlung zu absorbieren, der Sättigungsstrom nahezu proportional mit der Entfernung zwischen den Platten sein wird. Das Gesagte wird genügen, um zu illustrieren, daß das Phänomen der elektrischen Leitfähigkeit unter dem Einfluß der Uranium-strahlung etwas verwickelt ist; es kann jedoch durch die Existenz dieser zwei Arten von Strahlung gut erklärt werden; durch eine leicht absorbierbare und eine weniger leicht absorbierbare. (Auf die γ-Strahlen kommen wir später zurück.)

Unsymmetrische Ionisation.

Da die Intensität der Ionisation in der Nähe der Platte, die mit Uranium bedeckt ist, viel größer ist als in einiger Entfernung, so ist die elektrische Kraft in der Nähe des Uraniums viel geringer, als dem Mittelwerte zwischen den Platten entspricht; das Gefälle der elektrischen Kraft an der Stelle, wo die größte Ionisation ist, macht

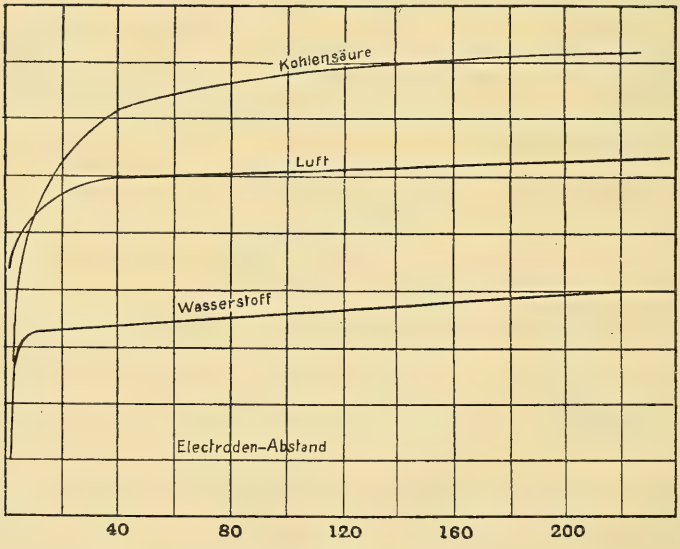


Fig. 74.

es schwieriger, einen Sättigungsstrom in diesem Fall zu erzeugen, als in dem Fall, daß die Ionisation gleichförmig zwischen den Platten verteilt ist; dies erklärt die von Rutherford (l. c.) entdeckte Tatsache, daß selbst bei großen Potentialdifferenzen zwischen den Platten der Strom einen, wenn auch nur geringen Anstieg zeigt, wenn die Potentialdifferenz gesteigert wird. Durch die Kurven der Fig. 74,

die die Beziehung zwischen Potentialdifferenz und Stromstärke bei der Uraniumstrahlung darstellt, wird dies illustriert.

Die α-Strahlung ist unabhängig von der β-Strahlung.

Das Verhältnis der Menge β- und α-Strahlung, die von einer Lage Uraniumsalz emittiert werden, wurde von Rutherford von der Dicke der Schicht des Salzes abhängig gefunden; je dicker die Schicht, desto größer ist das Verhältnis der β- zu der α-Strahlung. Das ist auch, was wir erwarten sollten, wenn wir die α- und β-Strahlung als voneinander unabhängig ansehen: denn wenn die α-Strahlung durch eine Schichtdicke t_1 des Salzes ausgeschaltet wird, während die β-Strahlung erst zurückgehalten wird, wenn die Schichtdicke t_2 ist, so wird die α-Strahlung nicht mit der Dicke der Schicht zunehmen, wenn diese größer als t_1 ist, während die β-Strahlung weiter anwachsen wird, bis die Schichtdicke gleich t_2 ist; würde eine der Strahlungen durch die andere erzeugt, wenn also etwa die β-Strahlung der primären Röntgenstrahlung entspräche, die α-Strahlen der mehr absorbierbaren sekundären Strahlung, die durch die Stöße der primären Strahlung mit dem Uranium dicht an der Oberfläche erzeugt würden, so müßten wir erwarten, daß das Verhältnis zwischen der Strahlung unabhängig von der Schichtdicke wäre.

Ionisation der α-Strahlen unabhängig vom Gas.

141. *Ionisation in verschiedenen Gasen.* Da die α-Strahlung durch wenige Millimeter der meisten Gase absorbiert wird, so ist der Ionisationsgrad, der in verschiedenen Gasen bei ihrer vollständigen Absorbierung erzeugt wird, leicht bestimmbar. Das Resultat einer solchen Bestimmung, das von Rutherford erhalten wurde, ist in folgender Tabelle wiedergegeben.

Gas	Gesamtionisation
Luft	100
Wasserstoff	95
Sauerstoff	106
Kohlensäure	96
Leuchtgas	111
Salzsäuregas	102
Ammoniak	101

Das Salz, welches zur Erzeugung der Strahlen verwandt wurde, war Uraniumoxyd; da sein Strahlungsvermögen allmählich durch Ammoniak und Salzsäure beeinflußt wurde, so sind die Zahlen für diese Gase nur Näherungswerte. Es ist ersichtlich, daß die Zahlen, welche die Gesamtionisation ausdrücken, die in verschiedenen Gasen, bei Absorbierung der ganzen Strahlung, erzeugt wird, sehr nahe einander gleich sind; in der Tat so nahe, daß wir nicht mit Sicherheit behaupten können, daß die Unterschiede nicht in Versuchsfehlern beruhen. Die Experimente führen demnach sehr bestimmt zu dem Schluß, daß die Absorption einer bestimmten Quantität Becquerel-

strahlen zum Entstehen der gleichen Anzahl Ionen Veranlassung gibt, unabhängig von der Natur des ionisierten Gases; wir sahen (S. 259) aus Rutherfords Experimenten über die Absorption der Röntgenstrahlen, daß ein ähnliches Resultat für diese Strahlen existiert. Wir wollen dieses Resultat formulieren, indem wir sagen: Wird die Gesamtstrahlung, ob es nun Becquerel- oder Röntgenstrahlung ist, in einem bestimmten Volumen Gas absorbiert, so ist die Maximalmenge Elektrizität, die im Gase frei wird, nur abhängig von der Intensität der Strahlen und nicht von irgend einer Zusammensetzung oder Druckdifferenz des Gases. Dieses Resultat ist so interessant, daß es wert ist, etwas näher diskutiert zu werden. Die Energie, die absorbiert wird, kann erstens dazu verwandt werden, das Gas zu ionisieren, zweitens dazu, seine Temperatur zu erhöhen. Angenommen, daß die Strahlen parallel mit der x-Achse sich bewegen, und es sei I die Intensität der Strahlen in der Entfernung x vom Anfang, $I + \delta I$ die Intensität in der Entfernung $x + \delta x$; $-\delta I$ ist dann die Energie, die in der Entfernung δx absorbiert wird.

Absorption und Ionisationsarbeit.

Angenommen, die Zahl der Ionen, die erzeugt werden, sei proportional der Energie der Strahlen, und es sei die Zahl der in der Schicht δx produzierten Ionen gleich $\lambda I \delta x$, die Arbeit, die notwendig ist, um ein Ion zu erzeugen, sei α, alsdann ist die Energie, die bei der Ionisation des Gases absorbiert wird, gleich $\alpha \lambda I \delta x$; es sei der Betrag, der als Wärme[1]) in einer Schicht absorbiert wird, gleich $q I \delta x$, dann haben wir:

$$-\delta I = (q + \alpha\lambda) I \delta x$$

oder

$$I = C \varepsilon^{-(q+\alpha\lambda)x},$$

wenn C der Wert von I, für $x = 0$ ist.

Die Zahl der Ionen, die erzeugt werden, wenn die Strahlung ganz absorbiert wird, ist gleich

$$\int_0^\infty \lambda I \delta x = \int_0^\infty C \lambda \varepsilon^{-(q+\alpha\lambda)x} \delta x = \frac{C\lambda}{q + \alpha\lambda}.$$

Rutherfords Experimente zeigen, daß, solange C konstant ist, diese Zahl unabhängig von der Natur des Gases ist; dies zeigt, daß die Erzeugung eines Paares positiver und negativer Ionen einen Bruchteil der Energie der Strahlen in Anspruch nimmt, der unabhängig von der Natur des ionisierten Gases ist: wenn die ganze Energie, die absorbiert wird, für die Ionisation des Gases verwandt würde, so würde dieses Resultat in sich schließen, daß die Energie, die notwendig ist, eine gegebene Zahl Ionen zu produzieren, unabhängig von

1) Wenn man die Ionen sich rekombinieren läßt, so wird schließlich alle Energie wieder als Wärme erscheinen.

der Natur des Gases wäre, von dem die Ionen erhalten wurden. Die Tatsachen scheinen jedoch gegen die Anschauung zu sprechen, daß in der Abtrennung der Ionen von den Molekülen des Gases der alleinige Verbrauch der Strahlungsenergie stattfindet. Rutherford und Mc Clung[1]) haben die Energie der Röntgenstrahlen und auch den Gesamtionisationsbetrag gemessen, den diese Strahlen erzeugen würden, wenn sie vollständig durch ein Gas absorbiert würden. Die Energie der Strahlung wurde durch Absorption derselben in dünnen Platindrähten, die als Bolometer geschaltet waren, gemessen, indem die Wärme, welche die Widerstandsänderung bedingte, bestimmt wurde. Vorher hatte Dorn[2]) gezeigt, daß beträchtliche thermische Effekte durch die Absorption der Röntgenstrahlen in dünnen Metallflächen erzeugt werden, und hatte nach dieser Methode die Energie der Strahlen gemessen. Messungen dieser Art ergaben C, während die Messung der Gesamtzahl der Ionen $C\lambda/q + \alpha \cdot \lambda$ ergibt; wenn wir diese beiden Beobachtungen kombinieren, so erhalten wir $(q + \alpha\lambda)/\lambda$. Rutherford und McClung diskutierten zunächst die Annahme, daß die Energie der Röntgenstrahlen ganz auf die Ionisation des Gases verwandt würde; wenn dann die Ionen gehindert würden, sich zu rekombinieren, indem ein starkes elektrisches Feld auf sie einwirkte, so dürfte keine Wärme im Gase erzeugt werden; unter dieser Voraussetzung wäre $q = 0$, so daß $(q + \alpha\lambda)/\lambda$ gleich α, der Arbeit, die nötig ist, um ein Ion zu erzeugen, sein würde. Rutherford und McClung fanden unter dieser Annahme, daß die Arbeit, die notwendig ist, um ein Gas zu ionisieren, äquivalent mit der Arbeit ist, die geleistet wird, wenn ein jedes Ion durch eine Potentialdifferenz von etwa 95 Volt sich bewegt, so daß, solange die Ionen paarweise erzeugt werden, es einer Potentialdifferenz von mindestens 100 Volt bedürfe, um die Ionen zu trennen. Wir sahen jedoch (S. 191), daß die Experimente von H. A. Wilson über die Ionisation heißer Gase dahin deuten, daß eine viel geringere Potentialdifferenz — etwa 2 Volt — hinreichend ist, um ein Gas zu ionisieren. Dieser Schluß wird durch andere Resultate gestützt. Wenn wir Wilsons Wert für die Ionisationsarbeit nehmen, so sehen wir, daß α die Arbeit ist, die geleistet wird, wenn die Ionenladung sich durch eine Potentialdifferenz von einem Volt bewegt. Rutherfords und McClungs Experimente zeigen, daß im Fall der von ihnen verwendeten Röntgenstrahlen

$$\alpha + \frac{q}{\lambda} = 95\,\alpha$$

oder

$$\frac{q}{\lambda} = 94\alpha \quad \text{ist.}$$

1) Rutherford u. McClung, Phil. Trans. A. 196, p. 25, 1902.
2) Dorn, Wied. Ann. 63, p. 160, 1897.

Hiernach ist für jedes Ion, das erzeugt wird, das mechanische Wärmeäquivalent, das im Gase frei wird, etwa 94 mal so groß wie die Arbeit, die notwendig ist, um die Ionen vom Molekül zu trennen.

Rutherfords Experimente über die bei vollständiger Absorption der α-Strahlung des Uraniums erzeugte Ionisation zeigen, daß, wenn die Zahl der entstehenden Ionen proportional mit der Energie der Strahlen ist, daß dann, solange die Strahlen die gleichen bleiben, das Freiwerden eines Ions stets denselben Betrag an Energie erfordert, unabhängig von der Natur des Gases. Dies ist, wenn wir bedenken, daß der bei weitem größere Teil der Energie offenbar dazu verwandt wird, das Gas zu erwärmen, ein außerordentlich bemerkenswertes Resultat. Wir wissen jedoch nicht, ob der Betrag der Energie, der absorbiert wird, wenn ein Ion erzeugt wird, von der Natur der Strahlen abhängt, ob er z. B. der gleiche für Becquerel- wie Röntgenstrahlen, für harte Röntgenstrahlen wie für weiche ist. Es ist sehr wünschenswert, daß Experimente hierüber nach Art der, die von Rutherford und McClung angestellt sind, mit möglichst vielen Arten der Strahlung angestellt werden.

Erklärung der Unabhängigkeit des Ionisationsgrades der Röntgen- usw. Strahlen von der Natur des Gases mit Hilfe der Faradayschen Kraftröhren.

Wenn wir die Röntgen- und die γ-Strahlen als Impulse der elektrischen und magnetischen Kraft, die aus Faradayschen Kraftröhren bestehen, ansehen, so können wir einsehen, warum der Ionisationsgrad unabhängig von der Natur des Gases sein muß; denn wenn ein Paar Ionen getrennt werden, so werden die Enden der Faradayschen Röhren bei dem Impuls nunmehr auf den Ionen liegen, ein Ende wird auf dem positiven, das andere auf dem negativen Ion liegen; diese Faradaysche Kraftröhre wird verankert, als gehörte sie zum Ion, und sie wird dem Impuls entzogen, der ohne sie weitergeht. Demnach bedeutet jedes Paar Ionen die Loslösung einer Faradayschen Kraftröhre vom Impuls, und wenn alle Faradayschen Kraftröhren losgelöst sind, so ist die Zahl der Ionen, die erzeugt wurden, zweimal so groß als die Zahl der Faradayschen Kraftröhren, die ursprünglich in dem Impuls vorhanden waren, und unabhängig von der Natur des Gases.

142. Der Gesamtbetrag der Ionisation, der erzeugt wird, wenn die α-Strahlen des Uraniums und seiner Salze vollständig absorbiert werden, wurde von Herrn und Frau Curie[1]) und von Rutherford und McClung[2]) bestimmt; er wächst etwas mit der Dicke der Schicht wie die folgende Tabelle, die von den letzteren Beobachtern erhalten wurde, zeigt. Der Betrag der Ionisation ist in Werten der Sättigungsströme ausgedrückt, die in Ampère pro Quadratzentimeter angegeben sind.

1) Curie, Rapports présentés au Congrès de Physique à Paris, t. III, p. 79, 1900.
2) Rutherford u. McClung, Phil. Trans. A. 196, p. 25, 1902.

Oberfläche des Uraniumoxydes = 38 qcm.

Gewicht des Uraniumoxydes, welches über die Fläche ausgestreut ist, in g	Strom in Ampère pro qcm der Oberfläche
0,138	$1{,}7 \cdot 10^{-13}$
0,365	$3{,}2 \cdot 10^{-13}$
0,718	$4 \cdot 10^{-13}$
1,33	$4{,}4 \cdot 10^{-13}$
3,63	$4{,}7 \cdot 10^{-13}$

Berechnung der Energie der Strahlung in Kalorien.

Wenn wir den Wert der von Rutherford und McClung für die bei Produktion eines Ions absorbierte Energie benutzen, so finden wir, daß, wenn der Sättigungsstrom $4{,}7 \cdot 10^{-13}$ Ampère pro Quadratzentimeter ist, alsdann die von einem Quadratzentimeter emittierte Energie etwa 10^{-11} Kalorien pro Sekunde beträgt, oder etwa 1 Kalorie in 3000 Jahren. Wenn wir die Strahlung, die der dünnsten Schicht entspricht, nehmen, so finden wir, daß sie für jedes Gramm der Schicht etwa 1 Kalorie in 30 Jahren beträgt.

Magnetische Ablenkung der durchdringenderen Uraniumstrahlen.

Magnetische Ablenkbarkeit der β-Strahlen.

143. Die Tatsache, daß einige Strahlen, die von radioaktiven Substanzen ausgehen, durch ein magnetisches Feld abgelenkt werden, wurde zuerst für die Strahlung von Radium entdeckt; wir werden hierauf eingehen, wenn wir die Strahlung des Radiums behandeln. Becquerel[1]) fand in der Folge, daß die β-Strahlen des Uraniums von einem Magneten abgelenkt werden, und daß die Ablenkungsrichtung die gleiche wie für die Kathodenstrahlen ist, so daß wir deshalb und aus anderen Gründen schließen, daß die β-Strahlen aus negativ geladenen Teilen bestehen. Unter der Annahme, daß das Verhältnis der Masse zur Ladung für die β-Strahlen das gleiche wie für die Kathodenstrahlen ist, kam Becquerel aus seinen Bestimmungen der magnetischen Ablenkbarkeit zu dem Schluß, daß diese Strahlen sich mit einer Geschwindigkeit von $2 \cdot 10^{10}$ cm pro Sekunde bewegen. Diese Geschwindigkeit, welche zwei Drittel von der des Lichtes ist, ist beträchtlich größer als die irgend welcher Kathodenstrahlen, die bisher mit elektrischen Mitteln erzeugt wurden.

Magnetische Ablenkbarkeit der α-Strahlen.

Die α-Strahlen des Radiums haben, wie dies von Rutherford[2]) gezeigt wurde, eine positive Ladung, und Becquerel[3]) zeigte, daß sie durch ein starkes magnetisches Feld in der Richtung, die einer Ladung von diesem Vorzeichen entspricht, abgelenkt werden.

1) Becquerel, Comptes Rendus 130, p. 1583; 131, p. 137, 1900.
2) Rutherford, Phil. Mag. VI, 5, p. 177, 1903.
3) Becquerel, Comptes Rendus 136, p. 431, 1903.

143a. Die quantitativen Messungen der Ablenkung der α-Strahlen ergaben nach verschiedenen Methoden[1][2][3] für das Produkt

$$R \cdot H = m/e \cdot v$$

Werte, die zwischen $3{,}9 \cdot 10^5$ und $1{,}9 \cdot 10^5$ liegen. Der Unterschied der Messungsergebnisse hängt nach Becquerel[4] von der Länge des von den α-Strahlen in Luft zurückgelegten Weges ab. Der von Des Coudres im Vakuum bei einer Feldstärke von 2000 Einheiten und 8 cm Weglänge für $R \cdot H$ erhaltene Wert betrug $2{,}56 \cdot 10^5$. Dieser Wert wurde in Luft nur bei etwa $^1/_7$ des Abstandes erhalten. Für das Vakuum sind die von Des Coudres und Rutherford erhaltenen Werte

$$\frac{m}{e} = 6{,}4 \cdot 10^3 \text{ (Des Coudres)} \qquad \frac{m}{e} = 6 \cdot 10^3 \text{ (Rutherford)}$$

$$v = 1{,}65 \cdot 10^9 \qquad v = 2{,}5 \cdot 10^9$$

Nimmt man für e die Ladung des einwertigen Ions an, so folgt, daß die Größe des α-Teilchens der Größenordnung nach mit der des Wasserstoffatoms übereinstimmt.

Radioaktiver Stoff in den Uransalzen.

144. Sir William Crookes[5] kam zu dem Schluß, daß die Strahlung des Uraniums nicht vom Uranium selbst ausgeht, sondern von irgend einer unbekannten Verunreinigung. Seine Ansicht stützt sich darauf, daß durch einen Fraktionierungsprozeß, vom Uraniumsalz aus, zwei Produkte erhalten wurden, von denen das eine radioaktiv, das andere nicht radioaktiv war.

Trennung der Bestandteile des Uraniumsalzes, die allein α-Strahlung emittieren, von denen, die β-Strahlung emittieren.

Einer dieser Prozesse besteht darin, kristallisiertes Uraniumnitrat in Äther aufzulösen, dann verteilt sich das Uranium ungleich zwischen Äther und dem vorhandenen Wasser, der größere Teil, der in der Ätherschicht ist, beeinflußt die photographische Platte nicht, während der kleinere Teil in der Wasserschicht die ganze photographische Aktivität des urspsünglichen Nitrates besitzt. Soddy[6], der die Experimente wiederholte und als Prüfung der Radioaktivität die elektrische Methode benutzte, also die Ionisation maß, die erzeugt wird, fand, daß beide Teile gleichmäßig aktiv waren, so daß offenbar keine Trennung eingetreten war. Die Erklärung dieser Diskrepanz ist die, daß bei der photographischen Methode die Strahlen Glas oder Papier zu passieren haben, bevor sie den Film erreichen, so daß die ganze absorbierbare α-Strahlung zurückgehalten wird und nur die β-Strahlen

1) Rutherford, Phil. Mag. 1903; Phys. Zeitschr. 4, p. 234, 1903.
2) Becquerel, Comptes Rendus 136, p. 199, 1903.
3) Des Coudres, Phys. Ztschr. 4, p. 484, 1903.
4) Becquerel, Comptes Rendus 136, p. 1517—1522, 1903.
5) Crookes, Proc. Roy. Soc. 66, p. 409, 1900.
6) Soddy, Chem. Soc. Journ. 81, 82, p. 860, 1902.

von Einfluß werden. Bei der elektrischen Methode jedoch wird die Ionisation praktisch vollständig durch die α-Strahlung hervorgerufen, so daß die photographische Methode die β-Strahlen nachweist, die elektrische Methode die α-Strahlen. Die Experimente zeigen also, daß die Trennung auf die Substanz beschränkt ist, welche die α-Strahlen erzeugt. Ein anderer Prozeß, den Crookes verwandte, um die aktiven Bestandteile — UrX — von den anderen zu trennen, bestand in der Fällung von Uraniumnitratlösungen mit Ammoniakkarbonat im Überschuß; der geringe Niederschlag wurde abfiltriert und das Filtrat eingedampft, und ein viel größerer Niederschlag aus ihm erhalten; der erste dieser Niederschläge beeinflußte eine photographische Platte außerordentlich stark, während der zweite fast inaktiv war. Wenn man diesen aber mittels der elektrischen Methode prüfte, so ergab sich, wie Soddy zeigte, daß der zweite Niederschlag eine beträchtliche Ionisation erzeugte, während der Effekt der geringen Menge des ersten Niederschlages nur noch gerade wahrnehmbar war; die Erklärung hierfür ist die gleiche wie vorher, und Rutherford und Grier[1]) zeigten durch ein direktes Experiment, daß der erste Niederschlag nur die magnetisch ablenkbare, kathodenartige β-Strahlung emittiert, während der zweite Niederschlag nur die α-Strahlung abgibt.

Regeneration veränderter Radioaktivität.

145. Becquerel[2]) machte die sehr interessante Beobachtung, daß, wenn er die Radioaktivität des Uraniums dadurch schwächte, daß er einen Niederschlag von Bariumsulfat in den Uraniumlösungen hervorrief und den größten Teil der (β) Aktivität dem Barium übertrug, daß alsdann, wenn er die Produkte während einiger Monate stehen ließ, das geschwächte Uranium wieder seine normale Aktivität zurückerhalten hatte, während das Barium, welches radioaktiv gemacht war, diese Eigenschaft vollständig verloren hatte; eine ähnliche Erscheinung wurde von Rutherford und Soddy entdeckt für das Thorium, und ihre Untersuchungen über diesen Punkt führen zu einer sehr wichtigen Betrachtungsweise in bezug auf die Erzeugung der Radioaktivität; die Diskussion hierüber findet sich auf S. 301.

Thoriumstrahlung.

146. Bald nach der Entdeckung der Becquerelstrahlen machte Schmidt[3]) die Entdeckung, daß Thorium Strahlen von sehr ähnlichen Eigenschaften emittierte. Diese Strahlung wurde in der Folge von

1) Rutherford und Grier, Phil. Mag. VI, 4, p. 315, 1902.
2) Becquerel, Comptes Rendus 133, p. 977, 1901.
3) G. C. Schmidt, Wied. Ann. 65, p. 141, 1898.

Rutherford[1]) und von Owens[2]) untersucht und es wurden verschiedene Tatsachen von großem Interesse gefunden. Wenn eine dünne Schicht Thoriumoxyd verwandt wird, so ist die Strahlung nahezu homogen, wie die folgenden Resultate, die von Rutherford erhalten wurden, zeigen. Dünne Lagen Papier wurden nacheinander über eine dünne Schicht von Thoriumoxyd gelegt, und die Intensität der Strahlung bestimmt, indem die Entladung durch ein Gasvolumen, welches groß genug war, um die Strahlung zu absorbieren, gemessen wurde.

Homogene Strahlung einer dünnen Schicht Thorium.

Die Dicke des Papieres war = 0,0027 cm.

Zahl der Schichten des dünnen Papiers	Entladung
0	1
1	0,37
2	0,16
3	0,08

Inhomogenität einer dicken Schicht.

Die Intensität der Strahlung, die proportional ist mit dem Grade des Elektrizitätsentweichens, vermindert sich demnach nahezu in geometrischer Progression bei Hinzufügung gleich dicker Papierschichten; das zeigt an, daß die Strahlung nahezu homogen ist. Wenn jedoch eine dicke Schicht des Oxydes benutzt wird, so kommt zu dieser Strahlung, deren Charakter wir eben beschrieben haben, noch eine viel durchdringendere Strahlenart hinzu; dies wird durch folgende Resultate bewiesen, die ebenfalls von Rutherford erhalten wurden.

Dicke Schicht Oxyd.
Dicke des Papieres = 0,008 cm.

Zahl der Papierlagen	Betrag des Entweichens der Elektrizität
0	1
1	0,74
2	0,74
5	0,72
10	0,67
20	0,55

Demnach zeigt die erste Papierschicht eine beträchtliche Verringerung der Strahlungsintensität. — Diese Verringerung ist der Absorption der Strahlung, die von einer dünnen Schicht ausgeht, zuzuschreiben, nachdem aber diese absorbiert ist, bleibt eine beträchtliche Strahlung übrig, die durch eine bedeutend dickere Papierschicht hindurchgehen kann, ohne viel Absorption zu erleiden.

1) Rutherford, Phil. Mag. V, 49, pp. 1, 161, 1900.
2) Owens, Phil. Mag. V, 48, p. 360, 1899.

147. Die Strahlung von dicken Schichten Thoriumoxyds schien, als sie zuerst von Rutherford gemessen wurde, außerordentlich launisch zu sein; so war z. B. ein ganz geringer Luftzug im Gefäß, das vom Strom durchflossen wurde, hinreichend, ihre Intensität, gemessen durch die Leitfähigkeit, die sie einem Gase mitteilte, sehr beträchtlich zu verringern; in der Tat war der Strom so empfindlich gegenüber äußeren Störungen, daß es außerordentlich schwierig war, konstante Resultate zu erhalten. Rutherford zeigte, daß diese Unregelmäßigkeiten eine außerordentlich interessante Ursache hatten, indem er imstande war, einer „Emanation" auf die Spur zu kommen, die von dem Thorium abgegeben wurde. Er fand, daß das Thorium ein Etwas abgab, welches durch einen Luftstrom wie ein Dampf hinweggeweht wurde; um der Entscheidung der Frage nach dem physikalischen Zustande, der vom Thorium abgegebenen Substanz nicht vorzugreifen, nannte Rutherford sie eine „Emanation". Diese Emanation ist radioaktiv, sie gibt also Strahlen ab, die eine photographische Platte angreifen oder ein Gas ionisieren können; sie kann offenbar durch Diffusion dünne Schichten von Metall oder Stücke von Papier durchdringen; sie kann jedoch nicht durch Glas oder Glimmer hindurch, selbst dann nicht, wenn sie aus sehr dünnen Films bestehen. In der Tat scheint ihr Durchdringungsvermögen viel selektiver als die entsprechende Fähigkeit der Röntgen-, Becquerel- oder Kathodenstrahlen, in dieser Hinsicht ähnelt die Erscheinung denen, die von einigen Metallen und harzigen Substanzen ausgehen, die von Russel studiert sind. Daß der Durchgang der Emanation durch feste Körper einer langsamen Diffusion des Gases durch das Metall analog ist, wie z. B. der Diffusion des Wasserstoffs durch rotglühendes Platin, vermutet man deshalb, weil im Fall, daß Thoriumoxyd mit Papier bedeckt ist, es eine beträchtliche Zeit beansprucht, damit die Emanation hindurchkommt. Die Thoriumemanation.

Das folgende Experiment ist eines von denen, durch die Rutherford die Existenz der Emanation demonstriert und einige ihrer Eigenschaften untersucht hat.

Eine dicke Schicht Thoriumoxyd wird in ein schmales, rechteckiges Gefäß A eingeschlossen, welches aus zwei Schichten Schreibpapier gemacht war, dieses Papier war dick genug, alle Strahlung, welche von der Thoriumschicht ausging, zurückzuhalten.

Das Gefäß, welches das Thorium enthielt, wurde in eine lange Metallröhre B gebracht. Ein Ende dieser Röhre wurde mit einem großen isolierten Gefäß C verbunden, dessen Mündung durchbohrt war, um Luft hindurchgehen zu lassen. Eine isolierte Elektrode D wurde in C eingeführt und mit einem Quadrantenpaar eines Elektrometers verbunden. C wurde mit einem Pole einer Batterie verbunden, die eine elektromotorische Kraft von 100 Volt hatte; der andere Pol der Batterie war an Erde gelegt.

Ein langsamer Luftstrom, frei von Staub, wurde durch den Apparat hindurchgeschickt, und nach einer kurzen Zeit begann ein Strom zwischen C und D zu fließen und wuchs allmählich, bis er einen bestimmten Wert erreichte, auf dem er konstant blieb. Der Luftstrom wurde alsdann angehalten, und es ergab sich, daß der Strom zwischen C und D während einer Dauer von etwa 10 Minuten fortbestand. Solange der Luftstrom durch den Apparat hindurchstrich, wäre ein elektrischer Strom zwischen C und D auch dann vorhanden gewesen,

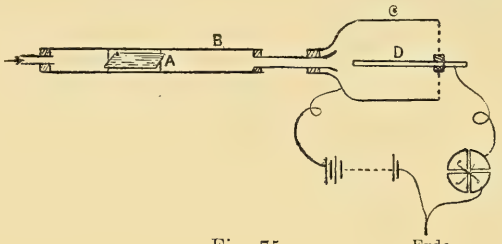


Fig. 75.

wenn gewöhnliche Strahlung und keine Emanation vom Thorium aus herkam, denn die Strahlung würde das Gas in der Nachbarschaft von A ionisiert haben, und dieses würde durch den Luftstrom nach C gebracht werden. Aber in diesem Falle würde der elektrische Strom in einem Bruchteil einer Sekunde nach dem Anhalten des Luftstromes unterbrochen sein, während wir gesehen haben, daß der Effekt während 10 Minuten weiter bestand. Dies zeigt, daß frische Ionen fortgesetzt in C produziert wurden, mit anderen Worten, daß die Substanz, die von A aus fortgetragen wurde, radioaktiv sein muß, und, wenn auch ihre Radioaktivität mit der Zeit abnimmt, doch immerhin groß genug bleibt, um nach einem Zeitintervalle von 10 Minuten noch bemerkbar zu sein.

Unbeeinflußbarkeit der Emanation durch das elektrische Feld.

Rutherford maß den Elektrizitätsverlust zwischen C und D in regelmäßigen Intervallen nach dem Abbrechen des Luftstromes und war so imstande, den Grad zu messen, in dem die Intensität der Strahlung der Emanation verschwand. Die Intensität nimmt in geometrischer Progression mit der Zeit ab und ist demnach proportional mit $e^{-\lambda t}$, wo t die Zeit ist und λ eine Konstante bedeutet. Die Intensität wird auf die Hälfte ihres Wertes in einer Minute reduziert, so daß λ etwa $^1/_{86}$ ist. Der Grad, um den die Strahlung abfällt, wird nicht dadurch beeinflußt, daß man die Emanation einem starken elektrischen Felde aussetzt, ebensowenig konnte eine Bewegung der Emanation als Ganzes in einem solchen Felde entdeckt werden. Rutherford zeigte, daß die mittlere Geschwindigkeit der Emanation in einem elektrischen Felde von einem Volt pro Zentimeter unterhalb 10^{-5} cm/sek. liegen muß.

Infolge der Diffusion der Emanation des Thoriums wirft die Strahlung, die von dicken Schichten dieser Substanz ausgeht, keine Schatten, die Emanation geht durch Diffusion rund um die undurchsichtigen Körper und verwischt die Schatten. Unangreifbarkeit der Emanation durch chemische Mittel.

Die Emanation kann durch Stücke poröser Substanzen hindurch, sie kann durch Wasser perlen oder durch die stärksten Säuren und kann auf Temperaturen, die über Rotglut liegen, gebracht werden, ohne ihre Radioaktivität[1]) zu verlieren. In der Tat, wenn einmal die Emanation erzeugt worden ist, so kann kein physikalischer oder chemischer Prozeß, der bisher versucht wurde, ihre Radioaktivität beeinflussen. In dieser Trägheit ähnelt sie den Gasen Argon und Helium, welch letzteres mit Thorium in vielen Mineralien angetroffen wird.

Da nun die Emanation einige Millimeter einer Thoriumverbindung durchdringen kann, wird die Strahlung einer Schicht einer solchen Verbindung mit der Dicke der Schicht wachsen, wenn diese weniger als einige Millimeter Dicke besitzt; über einer bestimmten Dicke wird die Strahlung praktisch konstant werden.

Die Tatsachen, daß die Thoriumemanation durch poröse Substanzen und durch Wasser hindurch kann und Temperaturen zu widerstehen vermag, die die Eigenschaften des Thoriums verändern, sind strenger Beweis, daß die Emanation nicht Thoriumstaub ist, d. h. nicht aus kleinen Teilchen von Thorium in festem Zustande besteht; dieser Schluß ist durch die Tatsache erhärtet, daß die Emanation Veranlassung zur Wolkenbildung gibt, wenn die Luft, durch welche sie hindurchdiffundiert, hinreichend expandiert wird, um in staubiger Luft einen Nebel zu erzeugen. Die Thoriumemanation ist kein Thorium.

Einfluß physikalischer Bedingungen auf die Emanationsfähigkeit.

148. *Einfluß der Temperatur.* Sie wurde von Rutherford[2]) und von Rutherford und Soddy[3]) untersucht, welche zeigten, daß ein Anwachsen der Temperatur bis zu einem gewissen Grade — über Rotglut — die Emanationsfähigkeit des Thoriumoxydes steigert. Das Maximum, das erreicht wurde, ist drei- bis viermal so groß als der Wert, der bei gewöhnlicher atmosphärischer Temperatur vorhanden ist, und hält sich für einige Stunden, ohne irgend ein Zeichen der Verringerung mit der Zeit. Wenn das Thorium sich abkühlt, kehrt die Emanationsfähigkeit etwa auf den ursprünglichen Wert zurück. Wird das Thorium über eine bestimmte Temperatur erhitzt, so nimmt

1) Rutherford u. Soddy, Journal of Chemical Society 81, p. 321, 1902.
2) Rutherford, Phys. Zeitschr. 2, p. 429, 1901.
3) Rutherford u. Soddy, Journal of Chemical Society 81, p. 321, 1902.

die Emanationsfähigkeit plötzlich bis zu einem Bruchteile ihres früheren Wertes ab, und nach dem Abkühlen findet man die Emanation klein im Vergleich mit ihrem früheren Werte; wurde das Thorium bis auf die höchsten Temperaturen erhitzt, welche bei Benutzung von Platingefäßen noch Verwendung finden konnten, und ließ man es sich alsdann abkühlen, so ergab sich die Emanationsfähigkeit auf etwa 8% ihres ursprünglichen Wertes reduziert. Diese Änderung an Emanationsgehalt ist von Änderungen der physikalischen und chemischen Eigenschaften des Thoriums begleitet; setzt zunächst die Emanation beim Thorium ein, so ändert dieses seine Farbe von reinem Weiß bis zu hellem Braun und dann bei den höchsten Temperaturen zu einem reinen Blaßrot, und zugleich verringert sich die Löslichkeit der Substanz in Schwefelsäure beträchtlich. Obwohl die Emanation durch intensive Erwärmung beträchtlich verringert ist, so ist die Strahlung von dünnen Schichten der Substanz — die wir mit Rutherford geradlinige Strahlung nennen wollen — nicht beeinflußt.

Wiedererlangung verlorener Emanationsfähigkeit.

Rutherford und Soddy zeigten, daß der Verlust der Emanationsfähigkeit des Thoriums durch chemische Behandlung wiedergewonnen werden kann, sie fanden, daß, wenn entemaniertes Thorium aufgelöst und wieder gefällt wurde, es vollständig seine Emanationsfähigkeit wiedergewonnen hatte.

In einem anderen Experimente, das von Rutherford und Soddy angestellt wurde, wurde das Thorium durch eine Mischung von fester Kohlensäure und Äther abgekühlt, die Emanation fiel dabei auf etwa 10% ihres Wertes bei Zimmertemperatur, aber sie erlangte wieder ihren ursprünglichen Wert, wenn das abkühlende Agens entfernt wurde. Demnach werden, wenn auch alle Veränderungen der Temperatur beträchtliche temporäre Wirkungen ausüben, keine andauernden Veränderungen beobachtet, bis die Temperatur die Rotglut übersteigt.

149. *Einfluß der Feuchtigkeit.* Dorn[1]) zeigte, daß die Emanation von Thorium in feuchter Luft größer als in trockener ist. Rutherford und Soddy bestätigten in der Folge diese Beobachtung und fanden, daß die Emanation in einer mit Wasserdampf gesättigten Atmosphäre etwa 20% größer ist als in einer sehr trockenen Atmosphäre.

Gasartiges Verhalten der Emanation.

Es gibt verschiedene Erscheinungen, welche zeigen, daß die Emanationsfähigkeit einer Thoriumverbindung weitgehend unabhängig von der Menge des Thoriums und anderer Elemente in dem Material ist, die Art, in der die verschiedenen Elemente kombiniert sind, die vorhergehende Behandlung und die Geschichte der Verbindung haben

1) Dorn, Abh. der Naturforsch. Ges. für Halle a. S. 1900. Beiblätter 24, p. 1343.

einen großen Einfluß auf das Resultat. So wächst z. B. die Emanationsfähigkeit einer frisch dargestellten Hydroxydverbindung zunächst einige Zeit lang nach dem Trocknen, bis sie einen stationären Zustand erreicht, wo der Wert etwa dreimal so groß als der zuerst beobachtete ist. Dies scheint anzudeuten, daß die Emanation einer Verbindung zukommt, die sich ganz allmählich bildet. Der Einfluß, der durch intensives Erhitzen hervorgerufen wird, könnte dadurch erklärt werden, daß man annimmt, daß bei hohen Temperaturen diese Verbindung in eine solche verwandelt wird, die keine Emanation abgibt, die Änderung würde eine dauernde sein, wenn die neue Substanz nicht durch nachträgliches Kühlen zerstört würde.

Eine gute Illustration des Einflusses der Änderung in den physikalischen Bedingungen der Substanz auf die Emanationsfähigkeit wird im Thoriumnitrat erhalten. Ist dieses Salz in festem Zustande, so gibt es nur wenig Emanation ab, wenn das Salz jedoch in Wasser gelöst wird und Luft durch die Lösung hindurchperlt, so trägt die Luft mehr als das 200fache der Menge der Emanation fort, die dadurch erhalten werden kann, daß die Luft über die gleiche Menge des festen Körpers streicht; die Menge Emanation, die beim Hindurchperlen erhalten wird, hängt nur von der Menge des Salzes und nicht von der Konzentration der Lösung ab.

W. B. Hardy hat kürzlich gezeigt, daß die Strahlen vom Radium sowohl wie die Röntgenstrahlen sehr deutlich rötlichbraune Färbung in einer Lösung von Jodoform in Chloroform hervorrufen.

Quelle der Emanation.

Aufsuchen des wahren Emanationskörpers.

150. Rutherford und Soddy haben eine Reihe von Experimenten angestellt, um sich zu überzeugen, ob die Abgabe der Emanation eine Eigenschaft des Thoriums selbst ist, oder ob sie irgend einer Verunreinigung zuzuschreiben ist. Der Schluß, zu dem sie kamen, war der, daß nicht direkt das Thorium die Emanation emittiert, da sie von Thoriumsalzen Substanzen erhalten konnten, deren Emanationsfähigkeit außerordentlich viel größer als die der Originalsalze war. Eine ihrer Methoden bestand darin, eine gegebene Menge — im Experimente 70 Gramm — Thoriumnitrat in Wasser aufzulösen und das Thorium durch Hinzufügung von Ammoniak zu fällen. Das Filtrat wurde dann auf etwa 60 cbcm eingedampft und es wurde gefunden, daß durch dasselbe hindurchperlende Luft eine Emanationsfähigkeit besaß, die 146 g des Thoriums zukommen würde; wenn man zur vollständigen Trockne verdampfte und die Ammoniumsalze abschied, so wog der zurückbleibende Niederschlag nur 0,0583 g. Demnach bestand dieser Niederschlag aus einer Substanz, welche, wenn sie in Lösung war, bei einem Gewicht von 0,0583 g so viel

Emanation abgab, wie 146 g des Thoriums; d. h. im Verhältnis der Gewichte war die Emanationsfähigkeit 2500 mal so groß wie die des Thoriums. Die Trennung dieser Substanz war von einem Verluste der Emanationsfähigkeit der Muttersubstanz begleitet; denn wenn das Hydroxyd in diesem Experiment gefällt und in Oxyd verwandelt wurde, so war die Emanationsfähigkeit desselben nur ein Drittel derjenigen von einem Oxyd, das vom Nitrat erhalten wurde, welches vorher nicht in Lösung gebracht war. Ähnliche Resultate wurden bei Prüfung des Wassers, welches zum Auswaschen des Oxydes verwandt wurde, erhalten. Rückstände wurden durch Verdampfung des Waschwassers bis zu Trockne erhalten, einige dieser Rückstände waren 1800 mal radioaktiver als das ursprüngliche Thorium. Keine anderen Substanzen als Thorium konnten in diesen Rückständen entdeckt werden. Die Quantität des wirklichen Materials war jedoch zu gering, um eine sehr eingehende Prüfung zu gestatten.

Abklingen und Regeneration der Emanationsfähigkeit.

151. In einer folgenden Abhandlung haben Rutherford und Soddy[1]) gezeigt, daß die sehr aktiven, durch diese Methoden erhaltenen Rückstände allmählich ihre Radioaktivität verlieren, während das Thoriumhydroxyd, welches seiner Emanationsfähigkeit durch Entziehung dieser Rückstände beraubt war, die Emanationsfähigkeit allmählich spontan wieder erhielt und schließlich seine normale Aktivität wieder erreichte; so fanden sie in einem Falle, daß die Wiederherstellung des Hydroxydes, dessen Stärke auf etwa 36% des normalen Wertes reduziert war, in etwa drei Wochen praktisch vollendet war, während der Rückstand, der ursprünglich so abnormal aktiv war, in der gleichen Zeit seine ganze Aktivität wieder verloren hatte. Dies führte zu einer Reihe von Experimenten über den zeitlichen Verlauf der Wiedererholung des Hydroxydes und den des Abklingens des von ihnen als Th X bezeichneten Rückstandes, der durch den auf S. 299 beschriebenen Ammoniakprozeß erhalten war. Die Resultate dieser Experimente sind in den Kurven der Fig. 76 wiedergegeben. Es ist ersichtlich, daß die Zeit, die das Hydroxyd braucht, um die Hälfte der verlorenen Radioaktivität wiederzugewinnen, die gleiche ist, wie die, welche die Radioaktivität des Th X braucht, um die Hälfte seiner ursprünglichen Aktivität zu verlieren. Rutherford und Soddy wurden durch diese Experimente zu einer Theorie der Radioaktivität geführt, welche diese und manche andere Erscheinungen erklärt. Ihr Standpunkt ist der folgende: der radioaktive Bestandteil in den Thoriumverbindungen ist nicht eine gelegentliche Verunreinigung, sondern eine Substanz, die wir Th X nennen wollen, welche sich als konstanter Bruchteil des Thoriums bildet; nach ihrer Erzeugung nimmt die

1) Rutherford u. Soddy, Phil. Mag. VI, 4, pp. 370, 569, 1902.

Radioaktivität allmählich ab. Die normale Radioaktivität einer Thoriumverbindung verdankt ihre Existenz einem dynamischen Gleichgewicht, bei dem der Anstieg der Radioaktivität der der Erzeugung von frischem Thorium zukommt, gerade im Gleichgewicht ist mit dem Abfall der Aktivität des vorher produzierten Th X.

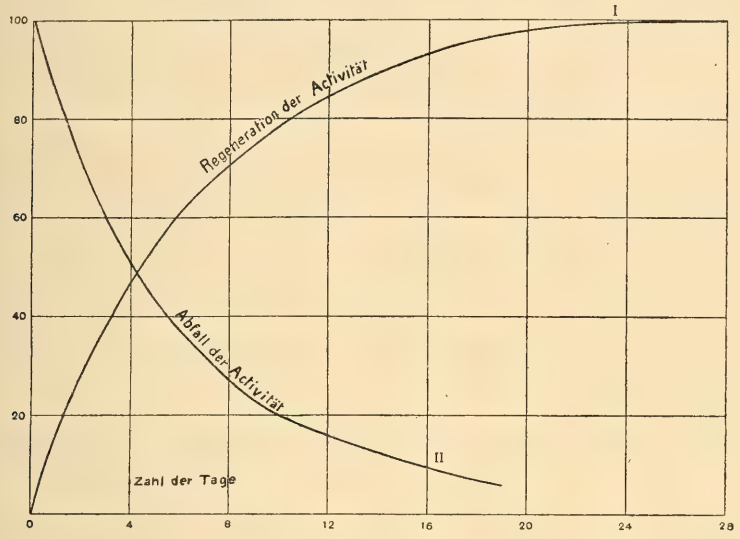


Fig. 76.

Um dies in eine mathematische Form zu bringen, wollen wir annehmen, daß T die Menge des vorhandenen Thoriums zu irgend einer Zeit ist, und es sei die Menge des von diesem pro Zeiteinheit erzeugten Th X αT; die anfängliche Radioaktivität der Masseneinheit des Th X sei r, alsdann ist der Anstieg der Radioaktivität der Mischung, infolge der Erzeugung von frischem Th X, gleich $r\alpha T$; R sei die Radioaktivität der Mischung, die infolge des Verlustes an Energie durch Strahlung auf λR sinken möge; alsdann haben wir:

$$\frac{dR}{dt} = r\alpha T - \lambda R; \qquad (1)$$

im Gleichgewichtszustand verschwindet dR/dt, und wir haben:

$$R = \frac{r \cdot \alpha \cdot T}{\lambda}.$$

Die allgemeine Lösung von (1) ist, wenn wir T als Konstante betrachten,

$$R = \frac{r \cdot \alpha \cdot T}{\lambda} + C\varepsilon^{-\lambda t}, \qquad (2)$$

wo C eine Konstante ist. Wir wollen nun annehmen, daß wir alles

Th X entfernen, und so die Substanz ihrer Radioaktivität berauben, alsdann wird im Anfang, wenn $t = 0$ ist, $R = 0$ und es wird (2)

$$R = \frac{r \cdot \alpha \cdot T}{\lambda}(1 - \varepsilon^{-\lambda t}),$$

demnach wird die Verbindung die Hälfte ihrer normalen Aktivität wiedergewonnen haben, wenn $\varepsilon^{-\lambda t} = \frac{1}{2}$ ist oder wenn $t = \frac{1}{\lambda} \log 2$ ist.

Wir wollen nun die Radioaktivität des aus der Mischung entfernten Th X betrachten; da kein Thorium vorhanden ist, so ist $T = 0$, so daß (2) wird:

$$R = C\varepsilon^{-\lambda t};$$

demnach wird die Stärke der Strahlung auf die Hälfte ihres ursprünglichen Wertes fallen, wenn $\varepsilon^{-\lambda t} = \frac{1}{2}$ ist oder wenn $t = \frac{1}{\lambda} \log 2$ ist; so daß die Zeit, die erforderlich ist, damit das Th X die Hälfte seiner Radioaktivität verliert, gleich der Zeit ist, die notwendig ist, damit das Salz, von dem das Th X entfernt wurde, die Hälfte der verlorenen Aktivität wiedergewinnt, und dies ist, wie wir gesehen haben, nahezu der Fall.

Nach diesem Standpunkt wird die Energie, die zum Fortbestehen der Strahlung notwendig ist, aus der chemischen Umwandlung gewonnen, welche in der Thoriumverbindung stattfindet, die Umwandlung von Thorium in Thorium X ist von einem Verlust an Energie begleitet.

Rutherford und Soddy behaupten, daß Th X eine bestimmte Substanz ist, und zwar nicht eine Substanz, die nur gerade in Thoriumsalzen gelegentlich anzutreffen ist. Ihr Grund dafür, daß nicht letztere Ansicht richtig ist, ist der, daß, wenn sie richtig wäre, jedwede Methode, die das Thorium aus der Lösung fällt, veranlassen müßte, daß die Lösung nach dem Verlust des Thoriums radioaktiv blieb, falls dies bei einer Methode der Fall ist. Dies trifft jedoch nicht zu, es sind unter den Fällungsmethoden nur ganz bestimmte, welche dem gefällten Thorium seine Radioaktivität nehmen und die Lösung radioaktiv zurücklassen; das zeigt deutlich, daß die Substanz, von der die Radioaktivität ausgeht, eine Substanz mit bestimmten chemischen Eigenschaften ist.

152. *Emanationsfähigkeit.* Der Verlust des in der oben beschriebenen Weise behandelten Thoriumhydroxyds an Radioaktivität ist von einem Verlust an Emanationsfähigkeit begleitet; dafür besitzt das frisch abgetrennte Th X zuerst sehr weitgehend diese Fähigkeit. Es zeigt sich, daß das Thoriumhydroxyd mit Wiedergewinnung seiner Radioaktivität pari passu seine Emanationsfähigkeit zurückerlangt, während die Emanation vom Th X geringer und geringer wird, und

schließlich verschwindet. Das muß auch eintreten, wenn das Th X nach seiner Entstehung zerfällt, und eines der Zerfallprodukte die Emanation ist.

Was wird aus der Emanation?

Alter der Materie.

Eine interessante Frage ist, was aus dem abgestorbenen Th X und aus der abgestorbenen Emanation wird; da ja das Th X nur während etwa einer Woche aktiv ist, so verhält sich die Menge des abgeklungenen Th X zu der des aktiven wie das Alter der Thoriumverbindung zu einer Woche. Da die Lebensdauer der Emanation sehr viel kürzer ist, so ist das Verhältnis der abgeklungenen Emanation zu der aktiven sehr viel größer. Ist es möglich, daß Gase wie Helium und Argon, die so oft in Mineralien gefunden werden, die radioaktive Substanzen enthalten, Anhäufungen abgeklungener Emanation darstellen? Die chemische Trägheit, die so ausgesprochen eine Eigenschaft dieser Gase ist, ist auch, wie wir gesehen haben, ein Charakteristikum der Emanation. (Vergl. hierzu 169c, S. 343.)

Aktinium.

153. Debierne[1]) erhielt durch Ausziehen des Thoriums aus Pechblende ein außerordentlich radioaktives Produkt. Er schrieb diese Aktivität der Anwesenheit eines neuen Elementes zu, das er Aktinium nannte; er war nicht imstande, das Aktinium vom Thorium zu trennen.

Induzierte Radioaktivität, die von Thoriumemanation erzeugt wird.

Die induzierte Radioaktivität.

154. Rutherford[2]) machte die Entdeckung, daß die Emanation des Thoriums eine Substanz, mit der sie in Berührung kommt, radioaktiv macht. Dies kann durch das folgende Experiment (Fig. 77) gezeigt werden.

Zwei isolierte Platten B und C werden parallel zueinander in ein geschlossenes Metallgefäß, das an Erde gelegt ist, gebracht. Eine schmale Senkung LM in der Platte C enthält eine Schicht Thoriumoxyd, die mit einigen Schichten Schreibpapier zugedeckt ist. Die Platte C wird mit dem positiven Pole einer Batterie, die eine Potentialdifferenz von wenigstens 50 Volt gibt, verbunden, der andere Pol dieser Batterie wird an Erde gelegt. Die Platte B wird mit einem Elektrometer verbunden. Wird diese Schaltung während einiger Stunden so belassen, und dann die Platte

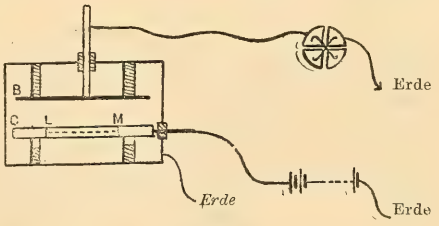


Fig. 77.

1) Debierne, Comptes Rendus 129, p. 563, 1899. 130, p. 906, 1900.
2) Rutherford, Phil. Mag. V, 49, p. 161, 1900.

C mit dem Thorium entfernt und durch eine reine Metallplatte ersetzt, so zeigt sich, daß das Gas zwischen den Platten jetzt eine beträchtliche Leitfähigkeit besitzt; diese wird sich allmählich mit der Zeit verringern und nach einigen Tagen unmerklich werden. Wenn wir, anstatt B in dem Gefäß zu belassen und C allein zu entfernen, beide, B und C durch frische Platten ersetzen, so bemerken wir keine Leitfähigkeit; die Ionisation ist demnach einer Änderung, die in der Platte B durch den Einfluß des Thoriums hervorgerufen wird, zuzuschreiben. Die Platte B ist radioaktiv geworden. Daß dieser Effekt der Einwirkung der Emanation und nicht der der geradlinigen Strahlung zuzuschreiben ist, kann in verschiedener Weise gezeigt werden; zunächst bleibt dieser Effekt fort, wenn wir eine dünne Schicht von Thoriumoxyd benutzen, welche beträchtlich geradlinige Strahlung, aber sehr wenig Emanation hergibt. Ferner, wenn wir das Thoriumoxyd durch starkes Erhitzen entemanieren (S. 298), so zerstören wir seine Fähigkeit, induzierte Radioaktivität zu erzeugen, trotzdem wir nicht seine Fähigkeit, geradlinige Strahlung auszusenden, beeinflussen.

Der enge Zusammenhang zwischen Emanation und induzierter Radioaktivität wird durch das folgende Experiment, das von Rutherford angestellt wurde, gezeigt.

Ein langsamer Luftstrom von einem Gasbehälter passierte eine rechteckige Holzpfeife von 60 cm Länge; die Luft ging, um sie zu trocknen, durch Schwefelsäure und durch einen Stopfen Baumwolle in der Pfeife bei W, dieser Stopfen entfernte zerstäubte Feuchtigkeit und glich den Luftstrom über dem Querschnitt des Rohres aus. Eine Metallplatte, die mit positiver Elektrizität beladen war, bedeckte den Boden des Rohres, vier isolierte Metallplatten A, B, C, D, in gleichen Intervallen angebracht, hatten eine negative Ladung, die ihnen dadurch induziert wurde, daß sie an Erde gelegt wurden. Wenn der Luftstrom durch das Gefäß mit einer Geschwindigkeit von 0,2 cm/sek. während sieben Stunden bei einer Potentialdifferenz von 300 Volt zwischen der unteren und oberen Platte hindurchstrich, so wurden folgende Resultate erhalten.

	Strom, der der Emanation zukommt	Erregte Radioaktivität
Platte A	1	1
Platte B	0,55	0,43
Platte C	0,18	0,16
Platte D	0,072	0,061

Es folgt also, daß die induzierte Radioaktivität nahezu proportional der Intensität der Strahlung ist, die von der Emanation herrührt.

Das Experiment zeigt, daß die Emanation in gewissem Grade Ursache der induzierten Radioaktivität ist; es setzt uns aber zunächst nicht in den Stand, zu entscheiden, ob die Radioaktivität einem Niederschlag der Substanz der Emanation auf der Platte zuzuschreiben ist, oder ob sie einer Veränderung der Oberflächenschichten der Platte, die durch die Strahlung verursacht ist, die von der Emanation herrührt, zukommt. Wir werden auf diesen Punkt zurückkommen, wenn wir die Eigenschaften der induzierten Radioaktivität eingehender diskutiert haben.

Konzentrierung der induzierten Radioaktivität.

Ist in dem Gefäß, welches das Thorium und die Emanation enthält, ein Konduktor eingeschlossen, der stark mit negativer Elektrizität beladen ist, so wird die induzierte Radioaktivität auf diesen Konduktor induziert, und es wird weniger an den Wänden des Gefäßes vorhanden sein als in dem Fall, daß der Konduktor nicht geladen ist. Es wird also der Überschuß der Radioaktivität des Drahtes auf Kosten der umgebenden Objekte erhalten.

Stärke und Beschaffenheit der induzierten Radioaktivität scheinen unabhängig vom Metall zu sein, aus dem die Wände des Gefäßes gemacht sind; die Substitution von Papier oder Karton an Stelle des Metalles hat keinen merklichen Einfluß auf das Resultat. Die Radioaktivität ist unabhängig von der Natur des Gases im Gefäß und von dem Druck des Gases, obwohl die Konzentration der induzierten Radioaktivität an negativ elektrisierten Oberflächen weniger vollständig bei niederem Druck als bei hohem eintritt. So war z. B. in einem Experiment, das von Rutherford angestellt wurde, die induzierte Radioaktivität auf einem negativ elektrisierten Draht praktisch unverändert, wenn der Druck von 760 mm auf 16 mm reduziert wurde. Diese Verringerung in der Radioaktivität des Drahtes ist von einem Anstieg derjenigen der Wände des einschließenden Gefäßes begleitet.

Die Dauer der induzierten Radioaktivität ist viel größer als die des Ausgangsproduktes.

155. *Dauer der induzierten Radioaktivität.* Die induzierte Radioaktivität erlischt allmählich mit der Zeit; das Erlöschen erfolgt jedoch sehr langsam; wie Rutherfords Messungen zeigen, sind 11 Stunden nötig, damit die Intensität der Strahlung auf die Hälfte ihres Anfangswertes fällt. Die Abnahme der Strahlung ist unabhängig von der Natur des Metalles, welches radioaktiv gemacht wird. Die Dauer der induzierten Radioaktivität ist demnach viel größer als die der Emanation, die sie erzeugt, da, wie wir gesehen haben, diese auf die Hälfte ihres Anfangswertes in einer Minute sinkt. Wir müssen jedoch daran erinnern, daß dieses Resultat sich auf die Emanation bezieht, die von festen Körpern erhalten ist und sich in einer Form befindet, die analog der eines freien Gases ist; wir wissen nicht, ob die Geschwindigkeit des Abklingens ebenso groß ist, wenn die Ema-

nation durch einen festen Körper diffundiert; die Ergebnisse des Experiments scheinen eher anzudeuten, daß dies nicht der Fall ist, denn die Emanation ist noch aktiv, nachdem sie durch eine große Menge Schichten Papiers hindurchgegangen ist; wäre ihr Abklingen in dem Papier so rapid, wie sie es in der Luft ist, so müßte sie durch das Papier in sehr wenigen Minuten hindurch diffundieren.

Löslichkeit der induzierten Radioaktivität.

Eine Oberfläche, die einmal radioaktiv gemacht ist, kann einer sehr groben Behandlungsweise ausgesetzt werden, ohne die Eigenschaft der Radioaktivität zu verlieren; so erhitzte Rutherford ein Stück radioaktives Platin auf Weißglut und fand nach dem Abkühlen, daß es nur sehr wenig, wenn überhaupt etwas von seiner Aktivität verloren hatte. Waschen der Oberfläche mit kaltem oder heißem Wasser, mit Natronlauge oder Salpetersäure, hat keinen Einfluß auf die Aktivität; wenn jedoch der Draht in Schwefel- oder in Salzsäure getaucht wird, so wird die Radioaktivität in wenigen Minuten entfernt; die Radioaktivität ist jedoch nur vom Metall genommen und in die Säure gegangen, denn ein Verdampfen des Rückstandes zur Trockenheit ergab starke Radioaktivität im Rückstande. Es hat demnach den Anschein, daß die radioaktive Substanz in der Säure löslich ist und hierbei ihre Radioaktivität behält.

Eine Änderung im Gewichte, die der induzierten Radioaktivität zuzuschreiben wäre, konnte nicht beobachtet werden, auch mikroskopische Untersuchung des Metalles ergab keine Anwesenheit irgend welchen Staubes oder einer Veränderung in der Oberfläche. Die Radioaktivität kann durch langes Scheuern mit Sand oder Schmirgelpapier entfernt werden; die entfernten Teile sind radioaktiv.

Zeit, die notwendig ist, um Radioaktivität zu erzeugen.

Halbe Anstiegszeit der induzierten Radioaktivität und ihre theoretische Berechnung.

156. Die induzierte Radioaktivität braucht eine beträchtliche Zeit zum Entstehen. Das erste Einwirken der Emanation findet nahezu proportional mit der Zeit statt, nachher fällt der Grad des Anstiegs ab und erreicht schließlich einen konstanten Wert. Das folgende Diagramm (aus Rutherfords Abhandlung) zeigt, wie die Intensität der induzierten Strahlung mit der Zeit der Thoriumexposition wächst.

Die Zeit, die erforderlich ist, um stationären Zustand zu erreichen, ist durch den Grad bestimmt, in welchem die induzierte Strahlung abklingt, denn wenn I die Intensität der induzierten Radioaktivität zu irgend einer Zeit t ist, q der Grad, bis zu welchem sie infolge der Anwesenheit des Thoriums ansteigt, I/T der Grad, bis zu welchem sie abfallen würde, wenn kein Thorium vorhanden wäre, so haben wir:

$$\frac{dI}{dt} = q - \frac{I}{T}$$

oder

$$I = qT\left(1 - \varepsilon^{-\frac{t}{T}}\right); \qquad (1)$$

demnach wird die Radioaktivität den stationären Zustand erst erreichen, wenn die Zeit beträchtlich größer als T ist. Nun ist T von Rutherford durch Messung des Abfalles, bis zu welchem die Aktivität der Oberfläche verschwindet, wenn sie nicht der Einwirkung des Thoriums ausgesetzt ist, bestimmt worden; wenn wir $q = 0$ setzen, so erhalten wir:

$$I = I_0 \varepsilon^{-\frac{t}{T}},$$

wenn I_0 der Wert von I für $t = 0$ ist. Rutherford fand, daß I auf $\frac{1}{2} I_0$ in etwa 11 Stunden fiel, so daß $T = 16$ Stunden ist; es wird

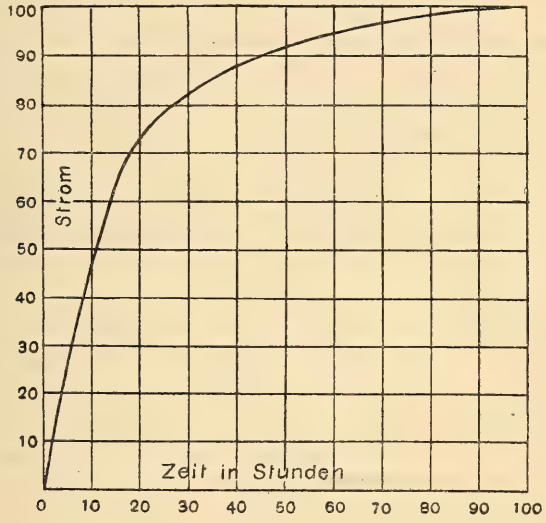


Fig. 78.

demnach eine Zeit, die größer als 11 Stunden, aber vergleichbar mit dieser ist, notwendig sein, damit die induzierte Radioaktivität einen stationären Zustand erreicht. Wir sehen aus Gleichung (1), daß die induzierte Radioaktivität in etwa 11 Stunden bis zur Hälfte ihres Endwertes ansteigt; ein Vergleich mit der Figur 78 ergibt, daß dies auch der Fall ist.

Durchdringungsvermögen der induzierten Radioaktivität.

157. Rutherford maß das Durchdringungsvermögen der induzierten Strahlung und fand, daß es beträchtlich größer als das der

Induzierte Radioaktivität u. Emanationsniederschlag.

Strahlung von dünnen Schichten des Thoriums selbst war. So wird die letztere Strahlung auf die Hälfte ihrer Intensität nach dem Durchgang durch etwa 1 cm Luft von Atmosphärendruck reduziert, während die induzierte Radioaktivität durch 1,65 cm gehen kann, bevor ihre Intensität um den gleichen Betrag verringert ist. Das Durchdringungsvermögen der induzierten Radioaktivität ist unabhängig von der Substanz, die radioaktiv induziert wird; dies ist ein strenges Anzeichen dafür, daß die induzierte Radioaktivität einem Niederschlag der Emanation zukommt und nicht durch eine Veränderung der Oberfläche der Substanz durch die Strahlung der Emanation hervorgerufen wird. Weitere Beweise hierfür könnten wahrscheinlich dadurch erhalten werden, daß man bei verschiedenem Luftdruck die Entfernungen vom Thorium, bei welchen eine Substanz radioaktiv gemacht werden kann, feststellt. Denn wenn die induzierte Radioaktivität einem Niederschlag der Emanation zuzuschreiben wäre, so müßte nach dem Experiment, das auf S. 304 beschrieben ist, die Emanation niedergeschlagen werden, während sie radioaktiv ist, also während einer Dauer, die nicht viel länger als eine Minute ist, nachdem die Emanation das Thorium verlassen hat. Wenn die Substanz, die radioaktiv gemacht werden soll, so weit vom Thorium entfernt angebracht wird, daß die Emanation viel mehr als eine Minute braucht, um zu ihr zu diffundieren, so wird die Emanation absterben, bevor sie die Oberfläche erreicht, und diese wird nicht radioaktiv werden. Nun ist die Entfernung, durch welche die Emanation in einer Zeit T diffundieren kann, proportional mit $\sqrt{DT}$, wo D der Diffusionskoeffizient der Emanation ist; da D umgekehrt mit dem Druck des Gases sich ändert, so würde die Entfernung, bei welcher eine Oberfläche radioaktiv werden kann, umgekehrt proportional mit der Quadratwurzel aus dem Druck variieren. Wenn jedoch die induzierte Radioaktivität einer Strahlung, die durch die Emanation verursacht ist, zuzuschreiben wäre, so müßte, da die Durchlässigkeit des Gases für die Strahlung umgekehrt proportional mit dem Druck ist, die Entfernung, bei welcher eine Oberfläche radioaktiv gemacht werden könnte, umgekehrt proportional mit dem Druck und nicht, wie im vorigen Falle, mit der Quadratwurzel aus dem Druck sich ändern.

Erklärung des Einflusses negativer Elektrisierung auf die induzierte Oberfläche.

Der Einfluß, der durch die negative Elektrisierung auf das Anwachsen der induzierten Radioaktivität an der negativen Oberfläche ausgeübt wird, steht, wie ich denke, im Zusammenhange mit der Eigenschaft, negative Elektronen zu emittieren, die verschiedenen radioaktiven Substanzen zukommt, so z. B. dem Uranium oder Radium. Wir wollen die Konsequenzen der Annahme, daß die radioaktive Emanation vom Thorium diese Eigenschaft besitzt, verfolgen. Da die Radioaktivität der Emanationsteilchen, wie wir gesehen haben, nur

eine kurze Zeit andauert, so ist wahrscheinlich, daß die meisten von ihnen absterben, bevor sie Zeit haben, negative Elektronen auszusenden. Die Partikeln aber, welche weiter Elektronen emittieren, und welche hierbei eine positive Ladung annehmen, werden nunmehr durch die negativ elektrisierte Oberfläche angezogen und werden sich schnell zu ihr hinbewegen. Die Geschwindigkeit, mit welcher das Teilchen sich im elektrischen Felde bewegt, ist sehr groß im Vergleich mit der Geschwindigkeit, mit welcher es sich gegen die Oberfläche bewegen würde, wenn nur Diffusion in Betracht käme, so daß die Emanation infolge der Ladung der Oberfläche sehr viel schneller zu derselben kommen wird, als das der Fall wäre, wenn keine Ladung existierte; so kommt die Emanation viel schneller an und ist wirksamer als Erzeuger induzierter Radioaktivität.

Geschwindigkeit der Emanation.

158. Die Geschwindigkeit, die von den positiv geladenen Teilchen der Emanation erreicht wird, wenn sie sich im elektrischen Felde befinden, wurde von Rutherford[1]) bestimmt, der folgende Methode hierzu verwandte, die auf der Annahme beruht, daß die Radioaktivität der Oberfläche fast ganz der Zahl der positiven Teile, welche sie erreichen, zuzuschreiben ist. Diese Annahme ist dadurch gerechtfertigt, daß die induzierte Radioaktivität auf einer negativen Oberfläche konzentriert werden kann.

Methode der Geschwindigkeitsmessung mit Hilfe alternierender Entladung.

Die Emanation ist zwischen zwei parallelen Platten A und B in Fig. 79 verteilt; ein elektrisches Feld wird zwischen diesen beiden Platten erzeugt, dieses Feld besteht aus zwei Teilen, erstens aus einer konstanten Potentialdifferenz, die gleich ist E_0, welche die obere Platte +, die untere — macht; zweitens aus einem Felde, in dem die Richtung der Kraft in gleichen Intervallen der Zeit T sich umkehrt; demnach ist sie gleich E_1 während einer Zeit T, dann ändert sie sich bis zu $-E_1$, was eine Zeit T dauert, bis sie dann wieder $+E_1$ wird, und so fort. Diese variable Potentialdifferenz wird in Serie geschaltet mit der konstanten Potentialdifferenz, so daß in der ersten Hälfte der Oszillation die elektrische Kraft nach unten wirkt und gleich ist $(E_0 + E_1)/d$, wo d die Entfernung zwischen den Platten ist, während in der zweiten Hälfte der Oszillation sie gleich

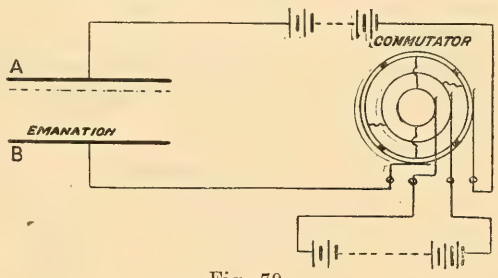


Fig. 79.

1) Rutherford, Phys. Zeitschr. III, p. 210, 1902; Phil Mag. VI, 5, p. 95, 1903.

ist $(E_1 - E_0)/d$ und nach aufwärts wirkt; E_1 wird größer als E_0 angenommen. Es ist demnach im Mittel eine Wirkung dahin vorhanden, die positiven Ionen zur unteren Platte zu treiben, aber während der zweiten Hälfte der Oszillation werden einige der Teilchen zur oberen Platte gezogen und werden sie radioaktiv machen. Die Zahl solcher Partikeln wird von der Geschwindigkeit der Teilchen abhängen und kann folgendermaßen berechnet werden.

Es sei K die Geschwindigkeit der Teilchen im elektrischen Felde Eins, und wir wollen annehmen, daß die positiven Teilchen gleichmäßig zwischen den Platten erzeugt werden; die in einer Sekunde in einer Schicht von der Dicke Eins entstandene Zahl positiver Teilchen zwischen den Platten sei q. Die Teilchen, die die obere Platte, wenn diese negativ elektrisiert ist, erreichen, werden von zweierlei Art sein: 1. jene, die entstehen, während die Platte negativ elektrisiert ist, und 2. die, die schon zwischen den Platten vorhanden waren beim Beginn der Oszillation. Wir wollen zunächst auf den ersten Fall eingehen; wir betrachten die Zahlen, die zur oberen Platte von einer Schicht von der Dicke dx in einer Entfernung x von ihr ausgesandt werden; irgend ein Teilchen aus dieser Schicht wird, da es sich mit der Geschwindigkeit KX_1 bewegt, die Zeit x/KX_1 gebrauchen, um die Platte zu erreichen. X_1 ist die elektrische Kraft zwischen den Platten und sie ist gleich $(E_1 - E_0)/d$. Da das Teilchen die Platte vor dem Ende der Oszillation erreichen muß, so wird die späteste Zeit, die es noch vor Beendigung der Oszillation ausgehen kann, gleich sein x/KX_1, und demnach sind die Teilchen, welche die Schicht erreichen, nur während einer Zeit $T - x/KX_1$ entstanden. Es ist demnach die Zahl der Teile, die die Platte von dieser Schicht aus erreichen, gleich $q(T - x/KX_1)dx$, und die Gesamtzahl der Teilchen in Klasse 1 ist gleich

$$\int_0^{K \cdot X_1 T} q(T - x/K \cdot X_1)dx$$
$$= \tfrac{1}{2} qK \cdot X_1 T^2.$$

Die Zahl in Klasse 2 wird gleich der Zahl der positiven Teilchen beim Beginn der Oszillation in einer Schicht in der Nähe der oberen Platte, deren Dicke gleich KX_1T ist, sein. Die Kraft in der vorhergehenden Oszillation strebt dahin, die Teilchen von der oberen Platte wegzutreiben, und sie ist gleich X_2, wo $X_2 = (E_0 + E_1)/d$ ist. Es ist demnach die Geschwindigkeit des Teilchens gleich KX_2: die Zahl der Teilchen, die in einer Schicht von der Dicke dx in einer Entfernung x von der oberen Platte erzeugt werden, sich aber am Ende der Oszillation nicht bis zu einer größeren Entfernung von der oberen Platte entfernt hat als KX_1T, ist

$$q \frac{KX_1 T - x}{KX_2} dx;$$

demnach ist die Zahl der Teilchen im Falle 2 gleich

$$\int_0^{K \cdot X_1 T} q \frac{(KX_1 T - x)}{K \cdot X_2} dx$$
$$= \tfrac{1}{2} q \frac{KX_1{}^2 T^2}{X_2}.$$

Es ist demnach die Gesamtzahl der positiven Teilchen, die die obere Platte in der Zeit einer doppelten Oszillation von der Dauer $2T$ erreichen

$$= \tfrac{1}{2} q K X_1 T^2 \left(1 + \frac{X_1}{X_2}\right).$$

In dieser Zeit ist die Gesamtzahl der erzeugten positiven Teilchen gleich $2qdT$, und wenn man dafür sorgt, daß das elektrische Feld hinreichend stark ist, so werden alle diese Teilchen, die eine oder die andere Platte erreichen. Wenn nun ϱ das Verhältnis der Zahl der Teilchen ist, die die obere Platte erreichen, zu der Summe der Zahl, welche die obere und die untere Platte erreichen, so ist ϱ gegeben durch die Gleichung

$$\varrho = \tfrac{1}{4} \frac{KX_1 T^2}{d} \left(1 + \frac{X_1}{X_2}\right),$$

oder wenn wir für X_1 und X_2 ihre Werte einsetzen, so erhalten wir

$$\varrho = \tfrac{1}{2} KT^2 \frac{(E_1 - E_0)}{d^2} \frac{E_1}{E_1 + E_0}. \qquad (1)$$

Unter der schon erwähnten Voraussetzung, daß die induzierte Radioaktivität fast vollständig durch die positiv geladenen Teilchen, die bis zur Platte kommen, verursacht ist, ist ϱ das Verhältnis der Radioaktivität der oberen Platte zur Summe der Aktivität der oberen und der unteren Platte, und wenn wir die Aktivität messen, so kann ϱ bestimmt werden; ist ϱ bekannt, so gibt Gleichung (1) uns ein Mittel, K zu bestimmen und demnach die Geschwindigkeit der positiv geladenen Teilchen in einem elektrischen Felde. Nach dieser Methode erhielt Rutherford die folgenden Resultate:

$E_1 + E$ Volt	$E_1 - E$ Volt	Wechselzahl pro Sekunde	p	Geschwindigkeit für 1 Volt pro cm
		Platten 1,3 cm entfernt		
152	101	57	0,27	1,25
225	150	57	0,38	1,17
		Platten 2 cm voneinander entfernt		
272	207	44	0,37	1,47
300	200	53	0,286	1,45

Diese Resultate beziehen sich auf Luft von Atmosphärendruck. Zeleny fand (S. 50) die Geschwindigkeit der positiven Ionen, die von Röntgenstrahlen in Luft bei diesem Druck erzeugt werden, gleich 1,36 cm/sek. für einen Potentialfall von einem Volt pro Zentimeter. Die Geschwindigkeit der positiven Teilchen in der Thoriumemanation ist demnach innerhalb der Grenzen der Experimentalfehler gleich der Geschwindigkeit gewöhnlicher positiver Ionen.

Rutherford hat gezeigt, daß bei niederen Drucken, sagen wir bei Drucken, die unter 1 mm Quecksilber liegen, die Tendenz der Radioaktivität, sich auf negativen Elektroden zu konzentrieren, geringer ist als bei höheren Drucken. Wir sehen, daß wenn die mittlere freie Weglänge der Teilchen mit der Größe des Gefäßes vergleichbar wird, sie nach unserem früheren Standpunkte sich nicht so weitgehend konzentrieren könnten, als wenn die Teilchen in Ruhe wären oder sich zum Teil mit einer Geschwindigkeit bewegten, die klein im Vergleich mit der ist, die ihrer Bewegung in einem Potentialfall gleich dem zwischen dem negativen elektrischen Körper und den Wänden des Gefäßes entspricht. Denn nur im letzteren Falle würden die Teilchen den anziehenden Körper treffen, in allen anderen würden sie einen Kreis um ihn beschreiben und würden die Wand des Gefäßes und nicht die Elektrode selbst treffen.

Radioaktivität von Radium, Polonium und Aktinium.

Entdeckung dieser Elemente.

Die Becquerelstrahlen haben zu der Entdeckung einiger neuer Substanzen geführt, welche die Fähigkeit der Radioaktivität in einem viel größeren Maße als das Uranium — die ursprüngliche Quelle dieser Strahlen — besitzen. Nach der Entdeckung Becquerels stellten Herr und Frau Curie[1]) eine sehr systematische und ausgedehnte Prüfung einer großen Zahl chemischer Elemente und Verbindungen sowie von Mineralien an, um zu sehen, ob andere Elemente ähnliche Eigenschaften wie Uranium besäßen; die Prüfung der Elemente und Verbindungen (welche die seltenen Elemente Gallium, Germanium, Neodydymium, Praseodydymium, Mobium, Skandium, Gadolinium, Erbium, Samarium, Rubidium, Yttrium, Ytterbium, Holmium einschließen) führte nicht zu der Entdeckung von irgend welchen anderen Substanzen als Uranium, die diese Eigenschaft besitzen. Die Untersuchung der Mineralien war fruchtbarer, denn sie führte zu einigen Mineralien, die Uranium enthalten, und die aktiver waren als die gleiche Quantität Uranium. Dies wird durch die folgende Tabelle gezeigt, in der ι der Sättigungsstrom in Ampère zwischen zwei Kreisplatten von 8 cm Durchmesser und 3 cm Abstand ist, wenn eine der Platten mit der Substanz, die untersucht werden soll, bedeckt ist.

1) Curie, Rapports, Congrès International de Physique, t. III, p. 79, Paris 1900.

	$\iota \cdot 10^{11}$ Amp.		$\iota \cdot 10^{11}$ Amp.
Metallisches Uranium ...	2,3	Thorite	1,4
Pechblende von		Orangeite	2,0
Johanngeorgenstadt ...	8,3	Monacite	0,5
Joachimstal	7,0	Xenotime	0,03
Pribran	6,5	Aeschynite	0,7
Cornwall	1,6	Fergusonite	0,4
Cleocite	1,4	Samarskite	1,1
Chalcolite	5,2	Niobite	0,3
Autunite	2,7	Carnotite	6,2

Alle diese Mineralien enthalten Uranium und Thorium, es ist aber ersichtlich, daß einige von ihnen radioaktiver als reine Metalle sind. Dies führte zu der Vermutung, daß sie eine besondere aktive Substanz, die nicht Uranium ist, enthalten; diese Vermutung wurde zur Gewißheit, als Herr und Frau Curie Chalcolit künstlich aus reinen Substanzen herstellten und fanden, daß es nur bis zu einem Fünftel der Radioaktivität besitzt, wie das natürliche Mineral. Sie gingen dann an die Arbeit, die Pechblende systematisch zu untersuchen; sie prüften die Radioaktivität eines bestimmten Stückes, dann trennten sie dieses chemisch und prüften die Bestandteile, und schieden so allmählich den aktiven Teil der Pechblende von dem inaktiven. Die Behandlung führte zu der Entdeckung von drei verschieden stark aktiven Bestandteilen der Pechblende; Radium wurde von Herrn und Frau Curie und Herrn Bémont[1]) entdeckt, Polonium von Herrn und Frau Curie[2]) und Aktinium von Herrn Debierne.[3]) Radium erscheint als Begleiter des aus Pechblende erhaltenen Bariums und ist in seinem chemischen Verhalten diesem Metall ähnlich, es kann jedoch vom Barium durch Fraktionierung getrennt werden, da sein Chlorid weniger lösbar in Wasser, in Alkohol und in Salzsäure ist. Der Betrag an Radium in der Pechblende ist außerordentlich klein, viele tausend Kilogramm dieses Minerals geben nur wenige Dezigramm radioaktiver Substanz, von denen nur ein geringer Bruchteil Radium ist. Das Spektrum des Radiums wurde von Demarçay[4]) untersucht, die Hauptlinien sind in der folgenden Tabelle für die Wellenlängen zwischen 5000 und 3500 wiedergegeben.

Spektrum des Radiums.

Wellenlänge	Intensität	Wellenlänge	Intensität
4826,3	10	4600,3?	3
4726,9	5	4533,5	9
4699,8	3	4436,1	8
4692,1	7	4340,6	12
4683,0	14	3814,7	16
4641,9	4	3649,6	12

1) Curie u. Bémont, Comptes Rendus 127, p. 1515, 1898.
2) Curie, op. cit. p. 175.
3) Debierne, Comptes Rendus 129, p. 593, 1899; 130, p. 906, 1900.
4) Demarçay, ib. 127, p. 1218, 1898; 129, p. 116, 1899; 131, p. 258, 1900.

Es sind ferner zwei verwaschene Banden im Spektrum vorhanden, eine die von 4631,0 bis 4621,9 reicht, mit dem Maximum bei 4627,5; eine zweite beginnt plötzlich bei 4463,7, hat eine Maximum von 4455,2 bis zu 4453,4 und verschwindet dann bei 4390. Das Spektrum ist in Fig. 80 wiedergegeben.

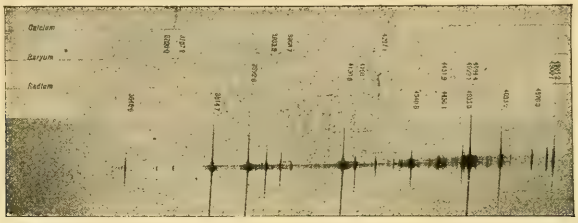


Fig. 80.

Wie empfindlich die Prüfung auf Radioaktivität ist, wird durch die Tatsache illustriert, daß mehrere tausendmal mehr Radium nötig ist, um ein erkennbares Spektrum hervorzuzufen, als für die elektrischen Methoden erforderlich ist.

Atomgewicht des Radiums.

Das Atomgewicht des Radiums wurde von Herrn und Frau Curie[1]) zu 225 bestimmt. Runge und Precht[2]) schätzten aus Überlegungen, die auf der Periodizität der Spektrallinien basieren, das Atomgewicht zu 257,8. Andrerseits erhält Marshall Watts aus Überlegungen, die sich ebenfalls auf spektrometrische Messungen stützen, 224,9.[3])

Radiumstrahlen.

Die Strahlung vom Radium ist außerordentlich intensiv, Herr und Frau Curie haben Radiumpräparate hergestellt, die durch ein Bleigefäß von 0,5 cm Dicke ein Elektroskop leichter entluden als Uranium, wenn letzteres unmittelbar auf das Elektroskop gebracht wurde.

Inhomogenität der Strahlen.

Die Strahlung zerfällt in drei Klassen: 1. in leicht absorbierbare Strahlen, die nur durch sehr starke magnetische Felder ablenkbar sind; 2. in durchdringendere Strahlen, die durch magnetische oder elektrische Felder von mittlerer Stärke ablenkbar sind; 3. in sehr durchdringende Strahlen, die nicht ablenkbar sind. Die Strahlen der 1. Art tragen positive Ladungen und werden α-Strahlen genannt, die zweiten negative Ladungen β-Strahlen; die nicht ablenkbaren Strahlen der dritten Art werden γ-Strahlen genannt.

Alle Radiumsalze sind leuchtend und behalten diese Eigenschaft während langer Zeit. Giesel[4]) fand, daß die Leuchtkraft in feuchter Luft abnahm, aber beim Trocknen ihren Glanz wieder erhielt.

---

1) Curie, Comptes Rendus, Juli 21, 1902.
2) Runge und Precht, Physik. Zeitschr. 4, p. 285, 1903.
3) Marshall Watts, Phil. Mag. VI, 1903, p. 64; VIII, 1904, p. 279.
4) Giesel, Wied. Ann. 69, p. 91, 1899.

Das Spinthariskop.

Die Existenz der α-Strahlung wurde wunderschön von Sir William Crookes durch folgende Methode gezeigt: Ein kleines Stück Radiumsalz wird dicht vor einem Zinkblendeschirm angebracht; wenn man den Schirm im dunklen Zimmer durch eine Linse betrachtet, so sieht man, daß er durch eine szintillierende Phosphoreszenz, die fortgesetzt ihre Stellen ändert, erleuchtet ist; die phosphoreszierenden Stellen markieren die Stellen, wo der Schirm durch die positiv elektrischen α-Strahlen getroffen wird.

Die Aktivität der Radiumsalze, wie die einiger Salze vom Thorium (siehe S. 298), wächst eine Zeitlang nach ihrer Herstellung. Die folgenden Zahlen sind von Curie angegeben: anfängliche Aktivität 95, nach 1 Tag 120, nach 2 Tagen 165, nach 3 Tagen 210, nach 9 Tagen 310, nach 24 Tagen 381, nach 300 Tagen 410. Wenn das Chlorid nach Erreichung der Maximalaktivität aufgelöst und wieder gefällt wird, so zeigte sich die Aktivität des neuen Produktes um so mehr geschwächt, je länger es in der Lösung gehalten wurde; es wurde jedoch ein Grenzwert erreicht, wenn das Salz 4 oder 5 Tage in Lösung gehalten wurde. Es würde interessant sein zu wissen, ob der Anstieg der beobachteten Aktivität, der für einige Zeit nach der Präparation der Radiumverbindungen beobachteten Aktivität, sich auf alle drei Strahlenarten, die von diesen Substanzen ausgehen, erstreckt, oder sich nur auf eine Klasse bezieht.

Spontane Wärmeproduktion im Radiumsalz.

158a. Frau Curie und Laborde[1]) haben gezeigt, daß die Salze des Radiums der Sitz einer kontinuierlich sich entwickelnden Wärme sind, die sie auf einer Temperatur erhält, die nach ihren Experimenten etwa 1,5° C mehr beträgt als die der umgebenden Körper. Sie fanden, daß die von 1 Gramm Radium in der Stunde erzeugte Wärmemenge etwa 100 Kalorien beträgt.

Nach Frau Curie[2]) läßt sich die Erscheinung leicht in folgender Weise zeigen: In zwei gleiche Gefäße mit thermischem Schutz werden zwei Quecksilberthermometer getaucht; in das eine wird Radiumbromid, in das andere etwas Bariumsalz gebracht. Alsdann zeigt das Thermometer im Gefäß mit Radiumsalz etwa 3° höhere Temperatur an, als das andere Thermometer. Die Stärke der Temperaturdifferenz zeigt bei Verwendung frisch hergestellten Radiums zeitliche Veränderung.

E. Rutherford und Th. Barnes[3]) untersuchten, ob diese vom Radium abgegebene Wärmemenge mit der Radioaktivität des Radiumpräparates selbst in Zusammenhang steht. Es wurden zu diesem Zwecke 30 mg reines Radiumbromid durch Erhitzen fast vollständig ihrer

1) Curie u. Laborde, Comptes Rendus, Mar. 16, 1903.
2) P. Curie, Soc. Franc. d. Phys. 200, p. 2, 1903.
3) E. Rutherford u. Th. Barnes, Nat. 68, p. 622, 1903.

eingeschlossenen Emanation beraubt, letztere mit flüssiger Luft im Glasrohre kondensiert und dort abgeschlossen. Die Wärmeabgabe des entemanierten Präparates, wie die der Emanation zeigten sich nun sehr stark zeitlich veränderlich, jedoch derart, daß jederzeit die Summe Wärmeabgabe von Emanation und erregter Radioaktivität einerseits und Wärmeabgabe des entemanierten Radiums andererseits gleich der Wärmeabgabe des im Gleichgewicht befindlichen Radiums war. So sank z. B. während der ersten Sekunde die Wärmeabgabe des entemanierten Radiums bis zu einem Minimalwert von 30% des ursprünglichen Wertes, aber zu gleicher Zeit zeigte das Emanationsröhrchen einen Anstieg der Wärmeproduktion um 70%.

Parallelismus von Aktivität und Wärmeeffekt.

Nach diesen mehr orientierenden Messungen haben späterhin[1]) Rutherford und Barnes quantitative Parallelversuche über die Aktivität und die Wärmeabgabe des Radiums angestellt. Sie kamen hierbei zu dem Resultat, daß von der Aktivität des im Gleichgewicht befindlichen Radiums 18% der eingeschlossenen Emanation, 25% der nicht abscheidbaren Aktivität und 57% der induzierten Aktivität zukommen. 75% der Radioaktivität des im Gleichgewicht befindlichen Radiums sind demnach nicht dem Radium direkt zuzuschreiben. Es fragte sich, ob die gleiche Verteilung wie für den radioaktiven Effekt auch dem Wärmeeffekt zukommt, und dies ließ sich quantitativ erweisen. Die von der Emanation abgegebene Wärmemenge sinkt ebenso wie ihre Aktivität in 3,73 Tagen auf die Hälfte, während in gleicher Zeit sich das entemanierte Radium sowohl in bezug auf die Aktivität wie auf die Wärmeabgabe um den gleichen Betrag regeneriert. Da 99% der Aktivität der α-Strahlung zukommt, Wärmewirkung und Aktivität aber quantitativ parallel gehen und in ihrem zeitlichen Verlauf durch denselben Koeffizienten der Gleichung

$$Q_t = Q_0 \cdot e^{-\lambda t}$$

bestimmt sind, so erscheint die Deutung, daß der Wärmeeffekt durch die α-Teilchen, die im Innern der Substanz ihre lebendige Kraft in Wärme umsetzen, wesentlich bedingt sei, vieles für sich zu haben. Die Wärmeabgabe des Radiums erscheint als Begleiterscheinung der sukzessiven Veränderungen, die das bewegliche Gleichgewicht des Präparates bilden.

Nach den Messungen von Rutherford und Barnes gibt 1 g Radium in der Stunde 100 g-Kal. ab. Die aus diesem einen Gramm Radium gewinnbare Emanation liefert hiervon 75%. Hieraus ergibt sich die gesamte Wärmemenge, welche aus dieser, von 1 g gewonnenen Emanation, erhalten werden kann, zu

1) E. Rutherford u. Th. Barnes, Phil. Mag. (6) 7, p. 202—219, 1904.

$$\int_0^\infty Q_0 \cdot e^{-\lambda t} dt = \frac{Q_0}{\lambda} = 10000 \text{ g-Kal.}$$

($\lambda = 0{,}0077$, Zeiteinheit 1 Std.).

159. Die magnetische Ablenkbarkeit der Strahlen, die von einer radioaktiven Substanz ausgehen, wurde fast gleichzeitig von Giesel[1]), Meyer und v. Schweidler[2]) und Becquerel[3]) beobachtet. Giesel verwandte unreines Polonium (Polonium frei von Radium gibt keine ablenkbaren Strahlen), Meyer und v. Schweidler unreines Polonium und Radium. Becquerels Experimente an Radium zeigen sowohl die magnetische wie die elektrische Ablenkbarkeit der Strahlung und beweisen, daß die ablenkbaren Strahlen aus Elektronen bestehen, die mit einer Geschwindigkeit von etwa zwei Drittel Lichtgeschwindigkeit ausgehen; dieses Experiment haben wir bereits beschrieben. Herr und Frau Curie[4]) zeigten, daß Radium schwer ablenkbare Strahlen wie leicht ablenkbare aussendet, und daß die ersteren viel leichter absorbierbar sind als die letzteren. Die Anordnung, die sie hierfür benutzten, ist in Fig. 81 wiedergegeben. A ist die radioaktive Substanz, die zwischen zwei Bleiblöcke B, B' gebracht wird, die Strahlung von A passiert den Zwischenraum dieser Blöcke und gelangt so in den Raum zwischen den parallelen Platten P, P', die Luft wird hier zwischen diesen leitend und Strom geht zwischen den Platten über; die Größe des Stromes gibt ein Maß der Intensität der Strahlung, die zwischen die Platten dringt. P ist auf 500 Volt geladen und P' mit einem Elektrometer verbunden. Die Anordnung B, B', B'' kann zwischen zwei Pole eines Elektromagnetes gebracht werden, der ein starkes magnetisches Feld rechtwinklig zur Ebene des Papieres erzeugt; selbst wenn die Strahlen nur gering abgelenkt werden, werden sie den Block B, B' treffen und als Ionisator ausgeschaltet.

Ablenkungsmessungen.

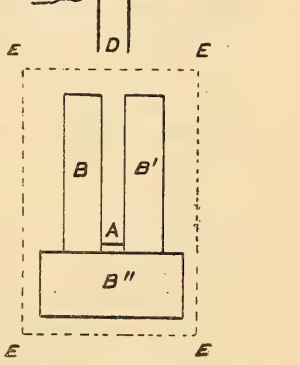


Fig. 81.

Die Wirkungen, die von dem Magnet erzeugt werden, hängen im wesentlichen von der Entfernung AD zwischen der radioaktiven Substanz und der Stelle, welche untersucht wird, ab; wenn diese

Absorbierbarkeit u. Ablenkbarkeit der Strahlen.

1) Giesel, Wied. Ann. 69, p. 831, 1899.
2) Meyer u. v. Schweidler, Wien. Ber., p. 323, 1899; Phys. Ztschr. I, p. 113, 1899.
3) Becquerel, Comptes Rendus 129, p. 997, 1899.
4) Curie, ib. 130, p. 73, 1900.

Entfernung größer als 7 cm ist, so werden alle Strahlen von dem magnetischen Felde von 2500 Einheiten ausgeschaltet; in einer Entfernung von 6,5 cm wird nur ein Teil der Strahlung ausgeschaltet, und dieser Teil wird kleiner und kleiner, wenn die Platten P und P' der radioaktiven Substanz A genähert werden; daß das Nachlassen der Strahlung bei Entfernung vom magnetischen Felde nicht dem Schwächerwerden in der Stärke des Feldes zuzuschreiben ist, wird durch die Tatsache gezeigt, daß, wenn das magnetische Feld vorhanden ist, keine weitere Schwächung im Strome erzeugt wird, wenn die Stärke des Feldes von 2500 auf 7000 Einheiten wächst. Die folgenden Zahlen zeigen den Einfluß, der bei verschiedenen Entfernungen beobachtet wurde; der Strom ist, bei Einschaltung des magnetischen Feldes, mit 100 angenommen, so daß die Zahlen, welche den Strom darstellen, wenn das Feld wirksam ist, als Prozentsatz der nicht ablenkbaren Strahlen angesehen werden können, die imstande sind, die verschiedenen Entfernungen durch Luft bei Atmosphärendruck zu durchdringen.

Entfernung AD in cm	7,1	6,9	6,5	6,0	5,1	3,4
Strom bei eingeschaltetem Magnet	0	0	11	33	56	74

Wenn die radioaktive Substanz mit einem dünnen Stück Aluminium oder einem Stück schwarzen Papieres bedeckt wird, so werden alle nicht ablenkbaren Strahlen absorbiert, und der Strom wird vollständig durch das magnetische Feld unterbrochen. Es ist aus den vorhergehenden Figuren ersichtlich, daß nur ein geringer Bruchteil der Gesamtionisation, die vom Radium erzeugt wird, der Strahlung zukommt, die vom magnetischen Felde abgelenkt wird; der größere Teil derselben wird durch die leicht absorbierbaren Strahlen erzeugt, welche von diesen verhältnismäßig schwachen Feldern nicht abgelenkt werden.

Die negative Ladung der β-Strahlen.

160. Daß diese ablenkbaren Strahlen eine Ladung tragen, wird durch die Tatsache bewiesen, die von Becquerel (siehe S. 111) entdeckt wurde, daß sie von einem elektrischen Felde abgelenkt werden, eine Tatsache, die auch von Dorn[1]) beobachtet wurde. Herr und Frau Curie[2]) hatten vorher durch direkte Experimente die Existenz der negativen Ladung dieser Strahlen gezeigt. Wenn wir einen Körper in die Nähe eines Häufchens Radium, welches von Luft von Atmosphärendruck umgeben ist, bringen, so können wir nicht erwarten, eine merkliche negative Ladung des Körpers zu beobachten, denn das Radium macht die Luft zum Leiter, so daß die Elektrizität von dem Körper durch die Luft sofort wieder entweicht, wenn sie hinkommt. Um den Effekt zu beobachten, müssen wir in einem hohen Vakuum

1) Dorn, Comptes Rendus 130, p. 1126, 1900.
2) Curie, ib. p. 647.

arbeiten, wo nicht genügend Gas vorhanden ist, um eine merkliche Leitfähigkeit zu erzeugen, oder wir müssen die Luft durch ein festes Dielektrum ersetzen; die Curies benutzten die letztere Methode; ihre Anordnung ist in Fig. 82 wiedergegeben. Eine Metallscheibe MM ist mit einem Elektrometer verbunden, die Scheibe und der Draht werden vollständig mit einem festen Isolator — Ebonit oder Paraffin — umgeben, das Ganze wird in ein metallisches Gefäß, das an Erde gelegt ist, gebracht, die isolierende Schicht und das Metall des Kastens sind sehr nahe der unteren Oberfläche der Scheibe MM. Diese untere Fläche wird der Strahlung von Radium, das sich in einer Höhlung im Bleiblock AA befindet, ausgesetzt. Es ergibt sich, daß unter diesen Umständen die Scheibe einen konstanten Strom nega-

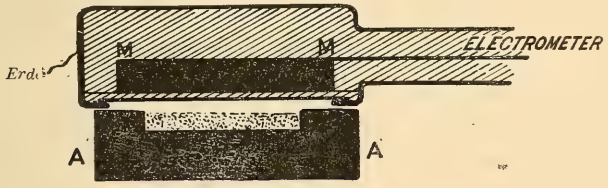


Fig. 82.

tiver Elektrizität erhält. Dieser Strom ist nur gering; von einer Schicht Radium mit einer Oberfläche von 2,5 qcm und einer Dicke von 0,2 cm war der Strom, wenn die Strahlen auf ihrem Wege zur Scheibe durch Aluminiumfolie von 0,01 mm Dicke und durch eine Ebonitlage von 0,3 mm Dicke hindurchgingen, 10^{-11} Ampère.

Positive Ladung des Radiumpräparates.

Die Curies stellten auch fest, daß positive Ladung im Radium zurückbleibt; hierzu verbanden sie das Blei, welches das Radium enthält, mit dem Elektrometer und umgaben es mit einer isolierten Substanz, wie das in Fig. 82 gezeigt wurde; unter diesen Umständen fanden sie, daß das Elektrometer eine positive Ladung annahm.

Gewichtsverlust.

Da $e/m = 10^{-7}$ ist, so entspricht ein Strom von 10^{-11} Ampère, der vom Radium kommt, einem Gewichtsverlust von etwa einem Dreihundertstel eines Milligrammes in einer Million Jahre.

Energie der Radiumstrahlung.

160a. Ähnliche Experimente wurden von W. Wien[1]) angestellt. 4 mgr reines Radiumbromid wurden in ein kleines, oben offenes Platintiegelchen gebracht und dasselbe isoliert in einer 3 cm weiten Glasröhre aufgehängt. Durch Neigen konnte das Tiegelchen mit einem Draht in Verbindung gebracht werden, der zu einem Elektrometer führte. Wurde das Tiegelchen offen gelassen, so war keine Ladung nachweisbar, wurde es jedoch mit dünner Aluminium-

1) W. Wien, Phys. Zeitschr. 4, p. 624—626, 1903.

folie bedeckt, so daß die α-Strahlen absorbiert wurden, so nahm der Tiegel eine positive Ladung an. Die Erscheinung zeigte sich noch deutlicher, als das Radiumsalz zur Vermeidung der Emanationsabgabe in ein dünnwandiges Glasröhrchen, das innen mit Aluminiumfolie belegt war, eingeschlossen wurde. Ein Platindraht, der vom Innern des Röhrchens nach außen führte, ließ die Ladung untersuchen. Jetzt zeigte sich in der Tat, daß der Elektrometerausschlag zunahm, je länger das Röhrchen im Vakuum hing. Die Messung der zeitlichen Zunahme ergab eine Stromstärke von $2{,}9 \cdot 10^{-12}$.

Nimmt man an, daß die positiven und negativen Strahlen gleiche Elektrizitätsmengen fortführen, so ergibt sich die in der Sekunde ausgestrahlte Masse zu $2{,}9 \cdot 10^{-20}$ gr für die negativen, $4{,}6 \cdot 10^{-17}$ gr für die positiven Strahlen. Die Energie berechnet sich aus $mv^2/2$ für die negativen Teilchen zu 8,7 Erg, für die positiven zu 60 Erg in der Sekunde.

Die Natur der γ-Strahlen.

160 b. Die γ-Strahlen, die durchdringendste Gattung der Radiumausstrahlung, sind als Röntgenstrahlen anzusehen, die an solchen Stellen entstehen, an denen die β-Strahlen ihre kinetische Energie plötzlich durch Anprall verlieren. Das Entstehen der γ-Strahlen ist hiernach das vollständige Analogon zum Entstehen der Röntgenstrahlen durch anprallende Kathodenstrahlen. Gegen diese Auffassung vom Wesen der γ-Strahlen, die bis vor kurzem (c. f. unten) ihre hauptsächlichste Stütze in ihrer magnetischen Unablenkbarkeit hatte, wurden zuerst von R. J. Strutt[1]) Bedenken geäußert. Strutt maß die ionisierende Wirkung, welche die γ-Strahlen auf Gase ausüben. Hierbei ergab sich, daß die ionisierende Wirkung der γ-Strahlen innerhalb der Fehlergrenzen mit der der β-Strahlen übereinstimmte und etwa direkt proportional der Gasdichte war. Die ionisierende Wirkung der Röntgenstrahlen weicht sehr weit von diesem Gesetze ab. Hieraus folgerte Strutt, daß die γ-Strahlen keine Röntgenstrahlen wären und den β-Strahlen ihrem Wesen nach näher ständen. Gegen diese Schlußweise wurde von A. S. Eve[2]) zugunsten der bisherigen Auffassung geltend gemacht, daß Röntgenstrahlen äußerster Härte eine ionisierende Wirkung haben, die der der γ-Strahlen sehr ähnlich ist. Der Unterschied zwischen den Röntgenstrahlen und den γ-Strahlen verschwindet demnach um so mehr, je härtere Strahlen verwendet werden.

Letzthin hat F. Paschen[3]) in einer Reihe von Arbeiten sich mit der Frage beschäftigt. Paschen fand, daß die γ-Strahlen bei

1) R. J. Strutt, Proc. Roy. Soc. 72, p. 208—210, 1903; Chem. News 88, p. 101, 1903.

2) A. S. Eve, Nat. 69, p. 436, 1904; E. Rutherford, Nat. 69, p. 436, 1904.

3) F. Paschen, Ann. d. Phys. 14, 164, 1904; 389, 1904.

seiner Anordnung einem Elektrometer negative Ladungen erteilten. Der Nachweis wurde so geführt, daß erstens gezeigt wurde, daß die Strahlen, welche mit dickem Blei umgebenes Radium noch in den Raum sendet, den von ihnen verlassenen Leiter positiv geladen zurücklassen; zweitens so, daß direkt gezeigt wurde, daß eine Bleihülle um das Radium, welche die α- und β-Strahlen völlig zurückhält, die γ-Strahlen aber durchläßt, gleichzeitig mit diesen durchdringenden γ-Strahlen negative Elektrizität hindurchläßt, die in einer zweiten dicken Bleihülle zugleich mit den γ-Strahlen absorbiert werden.

Diese letzte Anordnung wurde dann auch dazu benutzt, um mit Hilfe der zweiten Eigenschaft der γ-Strahlen, ihrer magnetischen Unablenkbarkeit, eine Absonderung der Strahlen vorzunehmen, und für diese abgesonderten Strahlen zu zeigen, daß sie negative Ladungen mit sich führen.[1]) Durch ein allmählich verstärktes Magnetfeld lenkte Paschen nach und nach alle ablenkbaren Strahlen von einem Bleimantel fort und behielt dann noch eine Menge Strahlen übrig, welche an den Bleimantel negative Elektrizität abgaben. Diese Strahlen waren selbst durch die stärksten magnetischen Felder nicht ablenkbar. Aus dieser Unablenkbarkeit schloß Paschen, daß die Strahlen, die nach seiner Meinung selbst Ladungen tragen, sich mit einer Geschwindigkeit bewegen müssen, die der Lichtgeschwindigkeit sehr nahe kommt. Die Theorie zeigt, daß für diesen Fall keine magnetische Ablenkung mehr eintritt, selbst wenn wir in den γ-Strahlen negative Elektronen haben sollten. Immerhin erschien es sehr zweifelhaft, ob die Auffassung Paschens, daß die γ-Strahlen Elektronenschwärme sind, richtig ist. Die negativen Ladungen, die aus dem dicken Bleimantel austreten, ließen sich auch als sekundäre Kathodenstrahlen deuten, welche durch die γ-Strahlen, falls diese Röntgenstrahlen sind, freigemacht werden.

Mehr als die von Paschen beobachtete negative Ladung der Metallhülle, in welcher die γ-Strahlen absorbiert werden, schienen zunächst für Paschens Anschauung, daß wir in den γ-Strahlen Kathodenstrahlen von Lichtgeschwindigkeit haben, die von ihm beobachteten kalorimetrischen Effekte zu sprechen.[2])

Paschen glaubte zunächst den Nachweis erbracht zu haben, daß bei den bisherigen Bestimmungen der Wärmeabgabe des Radiums, wie sie von Frau Curie, Rutherford und von Precht angestellt wurden, ein beträchtliches Quantum Strahlungsenergie der kalorimetrischen Messung entging, indem sie in Form der γ-Strahlen das Kalorimeter verließ, ohne absorbiert zu sein. Paschen hat aber auf die genaue Untersuchung von Rutherford und Barnes hin seine Versuche revidiert, und seine Behauptung, daß die früheren Bestimmungen der Energie der Radiumstrahlen unrichtig wären, fallen lassen.

1) F. Paschen, Ann. d. Phys. 14, 389, 1904.
2) F. Paschen, Phys. Zeitschr. V, p. 563, 1904.

Ganz kürzlich ist nun vom „Autor[1]) des Werkes ein Experiment angestellt worden, das geradezu als Experimentum crucis dafür bezeichnet werden kann, daß die γ-Strahlen keine Ladung tragen. Zwei Metallzylinder, die miteinander metallisch verbunden sind, befinden sich in einem aufs äußerste evakuierten Gefäß. Der eine Metallzylinder ist mit Blei ausgegossen, der andere ist hohl. Das ganze System wird, mitsamt einem Elektroskop, einmal positiv und dann negativ aufgeladen, und es werden folgende Elektrizitätsverlust-Messungen gemacht: Erstens wird der Abfall gemessen, wenn die γ-Strahlen nur durch den Hohlzylinder gehen, wenn das System positiv ist (l_1), zweitens, wenn es negativ ist (l_2). So erhält man eine Größe $|l_1 - l_2|$. Alsdann werden die Strahlen durch den Bleizylinder geschickt, und es wird ceteris par. $|l_1' - l_2'|$ erhalten. Führen die Strahlen negative Elektrizität mit sich, so werden sie im Blei absorbiert, und es muß $l_1' - l_2' > l_1 - l_2$ sein, rührt er aber von Sekundärstrahlung her, so muß $|l_1' - l_2'| < |l_1 - l_2|$ sein. Der Elektrizitätsverlust ist nun viel größer, wenn die Strahlen den Hohlzylinder durchsetzen. Die γ-Strahlen sind also sicherlich keine negativ geladenen Elektronenschwärme.

Lenards Absorptionsgesetz.

161. Die erwähnten Eigenschaften der β-Strahlen, ihre Deflektion durch ein magnetisches Feld und ihre negative Ladung zeigen, daß sie, wie die Kathodenstrahlen, aus negativen Elektronen bestehen, die sich mit großer Geschwindigkeit bewegen; die Geschwindigkeit einiger der Teilchen, die vom Radium ausgehen, ist etwa $2 \cdot 10^{10}$ cm/sek., sie ist größer als die, die wir bisher durch rein elektrische Methoden den Elektronen erteilen konnten. Einen weiteren Beweis der Ähnlichkeit ablenkbarer Radiumstrahlen mit den Kathodenstrahlen ergab das Studium der Absorption dieser Strahlen durch verschiedene Körper. Lenard[2]) zeigte, daß, wenn ein Bündel Kathodenstrahlen parallel zur x-Achse verläuft, und wenn I_0 die Intensität der Strahlen ist, an der Stelle, wo $x = 0$ ist, und I die Intensität nach Zurücklegung der Strecke x ist, daß alsdann $I = I_0 \cdot e^{-\lambda x}$, wo λ eine Konstante ist, die als Koeffizient der Absorption der Kathodenstrahlen bezeichnet wird. Durch Prüfung einer großen Anzahl Substanzen, deren Dichte von der des festen Platin bis zu der des Wasserstoffgases bei 3 mm Druck variierte, fand Lenard, daß, unabhängig vom Zustand der Substanz, ob er fest oder gasförmig ist, λ stets sehr nahe proportional der Dichte der Substanz ist; wie weit dieses Gesetz zutrifft, ist aus der folgenden Tabelle ersichtlich, in der λ der Koeffizient der Absorption und d die Dichte ist; die Strahlen wurden in einer Röhre

1) J. J. Thomson, Camb. Proc. 13, p. 121—123, 1905.
2) Lenard, Wied. Ann. 56, p. 255, 1895.

mit einer Potentialdifferenz erzeugt, die einer Funkenlänge von etwa 2,8 cm in Luft entspricht. Aus einigen späteren von Lenard[1]) angestellten Bestimmungen möchte ich schließen, daß die Geschwindigkeit der hier verwendeten Kathodenstrahlen wohl etwa $6 \cdot 10^9$ cm/sek. gewesen ist.

Substanz	λ cm^{-1}	$d \cdot$ gr/cm^3	λ/d
Wasserstoff bei 3 mm Druck	0,00149	$3{,}6 \cdot 10^{-7}$	4040
Luft bei 0,78 mm Druck	0,00416	$1{,}2 \cdot 10^{-6}$	3330
Wasserstoff bei 760 mm Druck	0,476	$8{,}5 \cdot 10^{-5}$	5610
Luft bei 760 mm Druck	3,42	$1{,}2 \cdot 10^{-3}$	2780
SO_2 bei 760 mm Druck	8,51	$2{,}7 \cdot 10^{-3}$	3110
Kollodium	3310	1,1	3010
Papier	2690	1,30	2070
Glas	7810	2,47	3160
Aluminium	7150	2,70	2650
Glimmer	7250	2,80	2590
Holländisches Metall	23800	8,90	2670
Silber	32200	10,5	3070
Gold	55600	19,3	2880

Obwohl demnach der Wert der Dichte der leichtesten Substanz nur etwa ein Sechzigmilliontel von dem der schwersten ist, ist trotzdem der Wert von λ/d nur innerhalb der Grenzen 2070 bis 5610 variabel; und wenn wir den Wasserstoff fortlassen, der, wie wir sehen werden, in bezug auf die Absorption aller Strahlen Eigenschaften besitzt, die anomal sind, so ist die Variation nur 2070 bis 3330; wenn man in Erwägung zieht, wie schwierig diese Experimente anzustellen sind, so kann ihr Ergebnis als strenger Beweis dafür aufgefaßt werden, daß λ/d nahezu konstant ist.

R. J. Strutt[2]) hat den Koeffizienten der Absorption für die ablenkbaren β-Strahlen des Radiums für eine größere Zahl Substanzen gemessen; seine Resultate sind in der folgenden Tabelle wiedergegeben.

Substanz	λ	d	λ/d
Platin	157,6	21,5	7,34
Blei	62,5	11,4	5,48
Silber	65,7	10,6	6,20
Kupfer	49,2	8,95	5,50
Eisen	52,2	7,76	6,74
Zinn	51,2	7,3	7,01
Zink	40,3	7,2	5,58
Glimmer	10,8	2,74	3,94
Glas	12,5	2,73	4,58
Aluminium	11,6	2,7	4,30
Celluloid	5,45	1,36	4,01
Ebonit	4,77	1,14	4,18
Karte	3,84	1,0	3,84
Schwefeldioxyd	0,0413	0,00758	5,45

1) Lenard, Wied. Ann. 65, p. 504, 1898.
2) Hon. R. J. Strutt, Nature 61, p. 539, 1900.

Relative Ionisation.

Gas	Relative Dichte	Röntgenstrahlen		Kathodenstrahlen	Radiumstrahlen		Poloniumstrahlen		Uraniumstrahlen
		J. J. Thomson	Perrin		Durchdringende Type	Absorbierbare Type	I.	II.	
Wasserstoff	0,0693	0,33	0,026	0,069	0,157	0,218	0,226	0,219	0,213
Luft	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
Sauerstoff	1,11	—	—	1,106	1,21	—	1,16	—	—
Salzsäuregas	1,27	8,9	8	—	1,46?	—	—	—	—
Kohlensäuregas	1,53	1,4	1,34	1,53	1,57	—	1,54	—	—
Cyanwasserstoffgas	1,86	1,05	—	—	1,86	—	1,94	—	—
Schwefeldioxyd	2,19	6,4	6	—	2,32	1,92	2,04	2,03	2,08
Chloroform	4,32	—	—	—	4,89	—	4,44	—	—
Methyljodid	5,05	—	—	—	5,18	3,74	3,51	3,47	3,55
Tetrachlorkohlenstoff	5,31	—	—	—	5,83	—	5,34	—	—

Obwohl demnach die Werte für λ und d sehr weitgehend variieren, so unterscheiden sich die Werte von λ/d verhältnismäßig wenig voneinander. Die Koeffizienten der Absorption für die Kathodenstrahlen sind in roher Näherung etwa 500 mal so groß wie die der Radiumstrahlen; dieser Unterschied ist wahrscheinlich der viel größeren Geschwindigkeit der Radiumstrahlen, welche von Becquerel etwa gleich $2 \cdot 10^{10}$ cm/sek. gefunden wurde, zuzuschreiben; die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen, die von Lenard verwandt wurde, dürfte nur etwa ein Viertel hiervon gewesen sein.

Strutt[1]) hat eine Reihe von Messungen über die Ionisation, die von den beiden Typen β und γ der Radiumstrahlung und von den Strahlen von Polonium erzeugt wird, wenn diese durch verschiedene Gase hindurchgehen, angestellt. Rutherfords Resultate (siehe S. 259) zeigen, daß der Ionisationsgrad proportional dem Koeffizienten der Absorption der Strahlen im Gase ist. Strutts Resultate sind in der nebenstehenden Tabelle wiedergegeben. Die Tabelle enthält, um den Vergleich zu erleichtern, die entsprechende Ionisation, die durch Röntgenstrahlung hervorgerufen wird, wie sie von Perrin und J. J. Thomson bestimmt wurde, und

1) Hon. R. J. Strutt, Phil. Trans. A. 196, p. 507, 1901.

außerdem die durch Kathodenstrahlen nach den Bestimmungen von McClennan.[1])

162. Für Kathodenstrahlen und für ablenkbare Becquerelstrahlen hängt demnach der Absorptionskoeffizient nur von der Dichte und nicht von der chemischen Zusammensetzung oder dem physikalischen Zustande der Substanzen ab; die schwer ablenkbaren, leicht absorbierbaren Becquerelstrahlen (α-Strahlen) folgen nahezu diesem Gesetz, aber weichen von demselben bedeutend mehr ab, als die leicht ablenkbaren Strahlen, während im Falle der Röntgenstrahlen das Gesetz auch nicht annähernd erfüllt ist. Eine genauere Prüfung des Resultates zeigt, daß Wasserstoff sich anomal verhält, die Absorption für die ablenkbaren Strahlen ergibt sich bedeutend größer, als seiner Dichte zukommt. Das Absorptionsgesetz für jene Strahlen, welche aus außerordentlich schnell sich bewegenden, negativ geladenen Elektronen bestehen, ist von großem Interesse in Hinsicht auf die Theorie des Aufbaues der Materie. Denn das Resultat ist genau das, welches wir erwarten sollten, wenn die Moleküle der verschiedenen chemischen Elemente aus verschieden angeordneten Aggregaten eines Uratomes beständen. Die Zahl dieser Atome im Molekül würde alsdann proportional der Masse des Moleküls, also der des Molekulargewichts, sein; denn wenn die Elektronen, welche die Kathodenstrahlen oder die ablenkbaren β-Strahlen bilden, so klein sind, daß sie ihren Weg durch die Zwischenräume der Uratome, die das Molekül des chemischen Elementes bilden, finden können, so werden die Stöße, welche die Elektronen erfahren, wenn sie durch einen Körper hindurchgehen, viel eher Stöße mit dem Uratome im Molekül sein, als mit dem Molekül als Ganzes. Demnach wird die mittlere freie Weglänge des Elektrons umgekehrt proportional der Zahl der Uratome pro Volumeneinheit sein; da wir nun diese Atome alle gleichartig in bezug auf ihre Masse annehmen wollen, so wird ihre Zahl proportional der Masse der Volumeneinheit der Substanz sein. Die mittlere freie Weglänge des Elektrons ist alsdann umgekehrt proportional der Masse der Substanz, und wird, wenn die Masse konstant gehalten wird, nicht durch irgend welche Änderungen in ihrer chemischen Zusammensetzung oder ihrem physikalischen Zustande beeinflußt. Ist L die mittlere freie Weglänge eines Elektrons, und nehmen wir an, daß bei jedem Zusammenstoß das Elektron einen Bruchteil β seiner kinetischen Energie verliert, so wird λ der Koeffizient der Absorption gleich β/L. Da L umgekehrt proportional der Dichte der Substanz ist, so ergibt sich für λ Proportionalität mit der Dichte, ein Gesetz, das die Resultate, über die wir berichtet haben, als sehr nahe erfüllt erweisen.

Absorptionsgesetz und Uratome.

1) McClennan, Phil. Trans. A. 195, p. 49, 1901.

Abhängigkeit der Absorption der Elektronen von ihrer Geschwindigkeit.

163. Das Durchdringungsvermögen der Radiumstrahlen ist viel größer als das der durch elektrische Mittel erzeugten Kathodenstrahlen; dies erklärt sich leicht durch die größere Geschwindigkeit der Elektronen der ersteren Strahlung, wenn wir die Zusammenstöße, die zwischen den Elektronen und den Uratomen stattfinden, in ihrer Wirkung als eine Ablenkung ansehen, die zwei Körper, die sich beeinflussen, erfahrungsgemäß dann erleiden, wenn sie dicht aneinander vorbeigehen. Nach dieser Auffassung tritt ein Zusammenstoß ein, wenn das Elektron und das Uratom so nahe aneinander kommen, daß der Winkel, um den die Richtung der fortschreitenden Bewegung des Elektrons verändert wird, einen bestimmten Betrag überschreitet. Die Größe der Ablenkung ist von der anfänglichen Geschwindigkeit des Elektrons und dem kleinsten Abstand desselben vom Atom abhängig; die Theorie der Zentralkräfte lehrt nun, daß ein Zusammenstoß nicht stattfinden wird, wenn die kinetische Energie des Elektrons, das so weit von dem Atom entfernt ist, daß die Kraft zwischen beiden unmerklich wird, um ein bestimmtes Vielfaches die Arbeit überschreitet, die das Atom auf das Elektron ausübt, wenn das Elektron sich von einer unendlichen Entfernung zu einem Punkte in unmittelbare Nähe des Atoms bewegt. Um einen bestimmten Fall zu fixieren, wollen wir annehmen, daß die Kräfte zwischen dem Elektron und dem Atom elektrischer Natur sind, und daß die Ladungen auf dem Atome und dem Elektron einander gleich sind; wenn dann m die Masse eines Elektrons, e seine Ladung in elektrostatischem Maße, v seine Geschwindigkeit in einer unendlichen Entfernung vom Atome, d der kleinste Abstand zwischen Atom und Elektron ist, dann ist die Arbeit, die auf das Elektron ausgeübt wird, gleich $\frac{e^2}{d}$ und die Bedingung für einen Zusammenstoß ist die, daß

$$\frac{e^2}{d} \text{ nicht kleiner sein darf als } \tfrac{1}{2} k m v^2,$$

wo k eine numerische Konstante ist. Es kann demnach d nicht größer sein als $2e^2/kmv^2$. Wir können uns eine rohe Vorstellung von dem Einfluß machen, den hier die Geschwindigkeit ausübt, wenn wir den Wert von d als den Radius der Wirkungssphäre des Atoms setzen und annehmen, daß ein Zusammenstoß erfolgt, wenn das Elektron diese Wirkungssphäre durchschreitet. Nun variiert die freie Weglänge umgekehrt proportional mit dem Quadrat des Radius der Wirkungssphäre, so daß sich für dieses Kraftgesetz die mittlere freie Weglänge direkt proportional der vierten Potenz der Geschwindigkeit ergeben würde. Der Absorptionskoeffizient ist gleich β/L, wo L die mittlere freie Weglänge bedeutet; wenn wir demnach irgend welche Variation des β vernachlässigen, so wird der Absorptionskoeffizient umgekehrt der vierten Potenz der Geschwindigkeit der

Elektronen variieren, demnach würde eine Theorie dieser Art erklären, warum das Durchdringungsvermögen der sich in der ablenkbaren Radiumstrahlung sehr schnell bewegenden Elektronen so viel größer ist als das der Kathodenstrahlen bei Lenards Experimenten. Die wesentliche Bedingung dafür, daß das Durchdringungsvermögen der Elektronen nur allein von der Dichte der Substanzen, durch welche sie hindurchgehen, abhängig ist, ist die, daß die Zusammenstöße, welche das Fortschreiten der Elektronen verhindern, Zusammenstöße mit den Uratomen und nicht Zusammenstöße mit den Molekülen als Ganzes sein müßten; damit diese Bedingung erfüllt ist, muß notwendig die Wirkungssphäre des Uratoms nicht andere Atome umschlingen, oder wenn D die Entfernung zweier Atome ist, so muß D größer als $2e^2/kmv^2$ sein oder es muß v^2 größer sein als $2e^2/kmD$. Wenn v^2 kleiner ist als dieser Wert, so können wir nicht ein so einfaches Absorptionsgesetz erwarten, wie es für sehr schnell sich bewegende Elektronen erfüllt ist. Nun ist in elektrostatischem Maße $e/m = 3 \cdot 10^{17}$, $e = 3{,}4 \cdot 10^{-10}$, und wir wollen annehmen, daß D gleich 10^{-9} ist. Wenn wir diesen Wert einsetzen, so sehen wir, daß v^2 größer sein muß als $2 \cdot 10^{16}/k$ oder v größer als $1{,}4 \cdot 10^8/k^{\frac{1}{2}}$. Wenn demnach die Geschwindigkeit des Elektrons unter einen gewissen Wert sinkt, der etwa zwischen 10^8 und 10^7 cm/sek. liegt, so müssen wir erwarten, daß das Gesetz $\lambda/d = \text{const.}$ aufhört, gültig zu sein.

Für diese kleineren Geschwindigkeiten muß man alsdann annehmen, daß die Zusammenstöße der Elektronen eher zwischen dem Elektron und dem Molekül der Substanz als zwischen den Bestandteilen des Moleküls, den Uratomen, stattfinden, und wenn dies der Fall ist, so wird die freie Weglänge des Elektrons, sagen wir im Wasserstoff, viermal so groß sein, wie die eines Moleküles Wasserstoff bei demselben Druck. Der Faktor 4 muß eingeführt werden, weil die Größe eines Elektrons zu vernachlässigen ist, im Vergleich zu der eines Moleküles, so daß der Radius der Wirkungssphäre bei einem Zusammenstoß zwischen Elektron und Molekül die Hälfte des zwischen zwei Molekülen ist.

Es ist von gewissem Interesse, eine Schätzung der mittleren freien Weglänge eines sehr schnell sich bewegenden Elektrons anzustellen, wenn wir auch noch nicht in der Lage sind, alle Konstanten, die hierbei in die Gleichung für die freie Weglänge eingehen, zu bestimmen. Nach der kinetischen Gastheorie ist L die freie Weglänge eines Teilchens, durch die Gleichung gegeben:

$$L = \frac{1}{n \cdot \pi \sqrt{2}\sigma^2},$$

wo σ der Radius der Wirkungssphäre bei einem Zusammenstoß bezeichnet, und n die Zahl der Systeme pro Volumeneinheit des Gases,

durch welche sich das Teilchen bewegt. Wenn wir für σ den Wert $2e^2/kmv^2$ setzen, so finden wir für die freie Weglänge L eines Elektrons den Wert

$$L = \frac{k^2 m^2 v^4}{4 e^4 n \cdot \pi \sqrt{2}}.$$

Wir wollen annehmen, daß das Gas, durch welches das Elektron sich bewegt, Wasserstoff von Atmosphärendruck ist, und ferner voraussetzen, daß die Masse des Uratoms die gleiche ist wie die eines Elektrons, dann wird $nm = 8{,}5 \cdot 10^{-5}$, und wir erhalten

$$L = \frac{k^2 m^3 v^4}{4 e^4 \pi \sqrt{2}} \, 8{,}5 \cdot 10^{-5};$$

da e in elektrostatischen Einheiten gemessen ist, so ist $m/e = \frac{1}{3} \, 10^{-17}$, und $e = 3{,}4 \cdot 10^{-10}$; wenn wir diese Werte einsetzen, so erhalten wir:

$$L = \frac{k^2 \cdot 10^{-40}}{1{,}4} \, v^4$$

Für eine Geschwindigkeit, die gleich der eines Teiles der Elektronen in der Radiumstrahlung ist, also für $2 \cdot 10^{10}$, ist L gleich $7k^2$ cm.

Der Einfluß der Geschwindigkeit eines Elektrons auf die Wirkung beim Zusammenstoß ist ausführlicher auf S. 364 behandelt.

Absorptionsversuche mit langsamen Kathodenstrahlen.

163a. Absorptionsversuche mit sehr langsamen Kathodenstrahlen von $^1/_{10}$ bis $^1/_{40}$ Lichtgeschwindigkeit sind inzwischen von P. Lenard[1]) mit einer sinnreichen Anordnung ausgeführt worden. Es wurden in einem sehr guten Vakuum die Kathodenstrahlen dadurch erzeugt, daß durch ein Quarzfenster ultraviolettes Licht auf eine Kathode fiel. Die so erzeugten Strahlen konnten elektrostatisch longitudinal beschleunigt werden. Die Bahn der Strahlen wurde mit Hilfe der Phosphoreszenzwirkung verfolgt. Die Resultate, die Lenard für die Trübung der Luft für langsame Strahlen bei Drücken von 0,04 bis 0,01 mm Hg und bei einer Weglänge von 3 cm erhielt, konnte er dahin zusammenfassen, daß Strahlen von einer Geschwindigkeit, die durch mehr als 100 Volt bedingt ist, nicht merklich diffus, Strahlen unter dieser Geschwindigkeit[2]) um so diffuser verliefen, je langsamer sie waren. Die Abhängigkeit von der Geschwindigkeit ist demnach qualitativ dieselbe, wie bei den schnellen Strahlen. Aber Lenards Massengesetz gilt nicht mehr für die langsamen Strahlen, denn Argon war nicht merklich trüber, Wasserstoff nicht deutlich klarer als Luft vom selben Druck, so daß Lenard zu dem Schluß kam, daß für diese langsamen Strahlen nicht mehr die Massen, sondern nur die Molekülzahlen in der Volumeneinheit die Größe der Trübung zu bestimmen scheinen.[3]) Infolge der Zunahme des Ab-

1) P. Lenard, Ann. d. Physik 12, p. 447, 1903.

2) Strahlen, die einer Geschwindigkeit von P-Volt entsprechen, haben in absolutem Maß $\sqrt{2 \cdot 10^8 \cdot P\varepsilon/m}$ cm/sek.

3) l. c., p. 480.

sorptionsvermögens der Luft mit abnehmender Strahlgeschwindigkeit ist das Absorptionsvermögen etwa 100 mal größer für langsame Strahlen von etwa 1000 Volt als für solche von 25000 Volt; sinkt die Geschwindigkeit von der des Lichtes auf ein Hundertstel derselben, so erhöht dies das Absorptionsvermögen auf das Millionenfache. Diese Zunahme geht aber doch nicht über alle Grenzen hinaus, wenn die Geschwindigkeit sich der Null nähert, sondern es tritt bei den vier von Lenard untersuchten Gasen CO_2, Ar, Luft und H_2, zuvor ein Wendepunkt ein, worauf die Absorptionsvermögen gewissen Grenzen zustreben.[1]) Das individuelle Verhalten verschiedener Materie, welches bei großen Geschwindigkeiten meist nur andeutungsweise vorhanden ist, und stärker ausgeprägt als Abweichung von der Massenproportionalität nur beim H_2 von Lenard gefunden wurde, tritt bei geringen Geschwindigkeiten mehr und mehr hervor. Wasserstoff zeigt hier seine Abweichung in solcher Vergrößerung, daß zuletzt sein Absorptionsvermögen das der anderen Gase übersteigt, obgleich es das dünnste ist. Argon und Luft absorbieren bei 4000 Volt Geschwindigkeit noch nach Reihenfolge ihrer Dichten, wechseln aber bei geringeren Geschwindigkeiten ihre Plätze.

Faßt man das Atom als einen Aufbau von positiven und negativen Elektronen auf, so kann es in gleicher Weise von einem genügend schnell bewegten Elektron durchquert werden, ohne daß dieses sich in bezug auf Größe und Richtung der Geschwindigkeit wesentlich ändert, wie nach den Vorstellungen der Gastheorie ein schnell bewegtes Ion ein Gas durchquert. Nach dieser Vorstellung wird das Absorptionsvermögen eines Gases identisch mit der Summe der absorbierenden Querschnitte der kleinsten Teile der Atome des Gases. Die Ursache der absorbierenden Fähigkeit der Atomquerschnitte läßt sich elektrisch deuten; stellt man sich vor, daß das Atom aus positiven und negativen Elektronenpaaren besteht, so ist sein absorbierender Querschnitt gleich der Summe der Querschnitte der elektrischen Kraftfelder der Elektronenpaare, in denen die elektrischen Kräfte genügend groß sind, Elektronen von bestimmter Geschwindigkeit zurückzuhalten. Lenard nennt die Kraftfelder, die durch die Elektronenpaare dargestellt werden, „Dynamide“.

Will man außer den absorbierenden Kraftfeldern noch eine materielle Absorption einführen, so muß dieser „wahre“ absorbierende Querschnitt jedenfalls kleiner sein als der kleinste absorbierende Querschnitt, der von Lenard gefunden wurde. Für H_2 muß nach Lenard die wahre Querschnittssumme q der in 1 cm^3 bei 1 mm Druck enthaltenen Dynamide kleiner sein als $6 \cdot 10^7$ cm^2, während die Querschnittssumme Q der H_2-Molekeln etwa gleich 13 cm^2 wäre.

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. 12, p. 734, 1903.

Da $Q = N \cdot R^2 \cdot \pi$, $q = 2r^2 \pi N \cdot z$ ist, wenn R den Molekularradius, r den wahren Dynamidenradius, N die Zahl der H_2-Moleküle im betrachteten Volumen, z die Zahl der Dynamide in einem Wasserstoffatom bedeutet, so ist $q/Q = 2r^2 \cdot z/R^2 < \frac{6 \cdot 10^{-7}}{13}$. Da $z \geq 1$ ist, muß $r < 1{,}5 \cdot 10^{-4} R$ sein, oder, weil R etwa gleich $0{,}2 \cdot 10^{-6}$ mm ist, so wird der wahre Dynamidenradius

$$r < 0{,}3 \cdot 10^{-10} \text{ mm}.$$

In einem Atom eines beliebigen Elementes vom Atomgewicht A wird das wahre Volumen der Dynamide gleich $\frac{4}{3} r^3 \pi \cdot A \cdot z$ sein, während das Volumen des Atoms nahe gleich oder größer als $\frac{4}{3} R^3 \pi$ ist, indem sämtliche Elemente kaum kleinere, meist größere Atomvolumina als Wasserstoff aufweisen. Es ist also das Verhältnis der beiden Volumina kleiner als $r^3 A z / R^3$ oder kleiner als $3{,}4 \cdot 10^{-12} A/\sqrt{z}$, da $A < 240$, $z \geq 1$ ist, also kleiner als 10^{-9}. „Hiernach wäre der Raum, den 1 cbcm festes Platin einnimmt, leer bis auf höchstens 1 cbmm wahres Dynamidenvolumen."

Der Wegfall der Massenproportionalität beim Übergang zu geringsten Geschwindigkeiten läßt sich dadurch erklären, daß die wirksamen Querschnitte der Dynamide sich z. T. decken. Diese Deckungen werden nämlich bei verschiedenen Atomsorten in verschiedenem Grade stattfinden, am ehesten bei denjenigen, bei welchen das Verhältnis von Molekularvolumen zum Molekulargewicht klein ist; es wäre aber auch möglich, daß die einzelnen Dynamide verschiedener Substanzen sich in bezug auf ihr elektrisches Moment unterscheiden, wodurch Deckungsverschiedenheiten und zeitigeres Abweichen von der Massenproportionalität eintreten können.

Emanation vom Radium und induzierte Radioaktivität, die von ihr erzeugt wird.

Eigenschaften der Emanation des Radiums.

164. Herr und Frau Curie[1]) haben gezeigt, daß die Wände eines Gefäßes, das Radium enthält, radioaktiv werden. Radium wie Thorium gibt eine Emanation ab, welche ebenfalls radioaktiv ist. Die Dauer der Radioaktivität der Emanation des Radiums ist jedoch viel größer als die des Thoriums; die letztere fällt, wie wir gesehen haben, in etwa einer Minute auf ihren halben Wert, während die Aktivität der Radiumemanation mehrere Stunden lang anhält; dies wurde durch Dorn[2]) und Rutherford[3]) gezeigt. Letzterer füllte einen Zylinder mit Emanation und beobachtete den Sättigungsstrom

1) Curie, Rapports présentés au Congrès International de Physique III, p. 108, 1900.

2) Dorn, Abh. d. naturf. Ges. Halle 1900.

3) Rutherford, Phys. Zeitschr. II, p. 429, 1901.

von Zeit zu Zeit; nach Verlauf von 3,5 Stunden war der Strom 1,13 mal so groß wie am Anfang; nach 20 Stunden war er auf seinen Anfangswert gesunken. Wenn man die Luft aus dem Zylinder herausblies und ihn mit frischer Luft füllte, so fiel der Strom auf seinen halben Wert, wodurch gezeigt ist, daß die Hälfte des Stromwertes der Emanation und die Hälfte der induzierten Radioaktivität der Wände des Gefäßes zuzuschreiben ist. Also war bei diesem Experiment eine Zeit von 20 Stunden erforderlich, um die Aktivität der Emanation auf die Hälfte ihres ursprünglichen Wertes herunterzubringen, ein großer Kontrast zu der einen Minute, die für den gleichen Fall bei der Thoriumemanation erforderlich ist. Andererseits klingt die Radioaktivität, die auf dem Nachbarkörper von der Radiumemanation induziert ist, viel schneller ab als die durch die Thoriumemanation induzierte. Beim Radium wie beim Thorium konzentriert sich die induzierte Radioaktivität auf negativ geladenen Körpern.

Rutherford hat gezeigt, daß das Erwärmen einen sehr bedeutenden Einfluß auf die Emanationsabgabe des Radiums hat. Das Radium wurde, um erhitzt zu werden, in eine Platinröhre gebracht, und ein konstanter Luftstrom wurde über das Radium hin durch ein Prüfungsgefäß, in dem der Sättigungsstrom gemessen wurde, geschickt; dieser Strom war durch die Ionisation der Luft, welche die Strahlung der Emanation in dem Gefäß erzeugte, verursacht und ferner durch die Strahlung von den Wänden des Gefäßes, welche radioaktiv induziert wurden. Wenn die Röhre, welche das Radium enthielt, mit Hilfe einer kleinen Gasflamme erhitzt wurde, so stieg der Sättigungsstrom in dem Prüfungsgefäß auf das 300 fache; wenn die Emanation aus dem Gefäß herausgeblasen wurde, so reduzierte sich der Strom auf etwa $^1/_{20}$ des Wertes, den er hatte, wenn die Emanation vorhanden war; dies zeigt, daß $^{19}/_{20}$ der Emanation zuzuschreiben sind, das übrigbleibende $^1/_{20}$ der induzierten Radioaktivität an den Wänden des Gefäßes. Das Experiment wurde mit einer größeren Gasflamme so lange wiederholt, bis der Strom in dem Gefäß auf das 650 fache des Wertes für kaltes Radium anwuchs; mit einer noch größeren Flamme wurde der Strom auf das 1800 fache seines Wertes gebracht, und wenn das Platinrohr rotglühend war, auf das 5000 fache. Wurde das Rohr zur Weißglut erhitzt, so wurde ein weiterer Anstieg des Stromes nicht beobachtet. Wurde die Emanation aus dem Gefäß dann herausgeblasen, wenn der Strom seinen Maximalwert erreicht hatte, so reduzierte sich der Strom auf ein Viertel. Das zeigt, daß drei Viertel der Ionisation der Emanation zuzuschreiben sind und ein Viertel der induzierten Radioaktivität. Das abgekühlte Radium wurde am nächsten Tage von neuem auf Rotglut erhitzt; der Strom zeigte dann nur einen Anstieg auf das 65 fache, und dieser Anstieg blieb bei wechselndem Abkühlenlassen und Erwärmen erhalten. Das Experiment läßt

vermuten, daß das Radium ein radioaktives Gas enthält, welches durch Erwärmen ausgetrieben werden kann und welches gewöhnlich einen Teil der Aktivität ausmacht. Herr und Frau Curie (l. c.) erhielten vom Radium ein radioaktives Gas, welches Phosphoreszenz an den Wänden des Glasgefäßes, in dem es eingeschlossen war, erzeugte; die Strahlung dieses Gases war hinreichend stark, um die Wände des Gefäßes zu durchdringen und das Gas in der Nachbarschaft zu ionisieren. Neue Linien wurden damals noch nicht gefunden, als das Spektrum des Gases untersucht wurde. Erst durch das spätere Versuche wurde das Spektrum erhalten.

165. *Molekulargewicht der Emanation des Radiums.* Wir können eine Schätzung des Molekulargewichtes der Radiumemanation aus der Bestimmung ihres Diffusionskoeffizienten durch Luft erhalten; der Diffusionskoeffizient ist von Rutherford und Miß Brooks[1]) gemessen worden. Die Messungen der Koeffizienten der Diffusion für eine große Anzahl einfacher Gase haben gezeigt, daß der Diffusionskoeffizient eines Gases in ein anderes nahezu umgekehrt proportional der Quadratwurzel aus dem Produkt ihrer Molekulargewichte ist: wenn wir also das Verhältnis der Diffusion der Radiumemanation durch Luft kennen, so können wir mit Hilfe dieser Regel das Molekulargewicht bestimmen.

Molekulargewicht der Radiumemanation.

Die Methode, die von Rutherford und Miß Brooks verwandt wurde, um den Diffusionskoeffizienten gegen Luft zu bestimmen, war

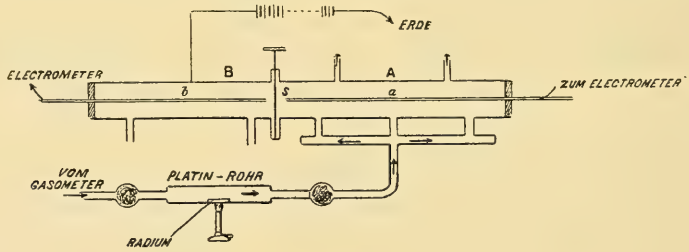


Fig. 83.

die folgende: ein langer Meßzylinder AB (Fig. 83) wurde durch einen schmalen Metallschlitz S in zwei gleiche Teile geteilt, die Enden des Zylinders wurden durch Ebonitstopfen, welche die Messingröhren a und b trugen, verschlossen; der Zylinder war isoliert und mit einem Pol einer Batterie von 300 Volt verbunden, der andere Pol der Batterie war geerdet. Die Drähte a und b wurden mit einem empfindlichen Elektrometer verbunden, der Zylinder wurde ringsum mit Filz umwickelt, um die Temperatur so konstant wie möglich zu halten.

1) Rutherford u. Brooks, Trans. Roy. Soc. Canada 7, p. 21, 1901.

Um die Emanation in den Zylinder zu bekommen, wurde das Radium langsam erhitzt und die Emanation durch einen Luftstrom in den Zylinder gebracht. Wenn eine hinreichende Menge Emanation erhalten war, dann wurde der Strom unterbrochen und der Apparat für einige Stunden ruhig stehen gelassen; der Schlitz S wurde dann geöffnet und der Luftstrom fing an, von a nach b zu diffundieren. Der elektrische Strom in a und b wurde in regelmäßigen Intervallen gemessen. Anfangs ist kein Strom in B vorhanden; wenn man aber den Schlitz öffnet, so fängt der Strom in B zu wachsen an, und der in A nimmt ab. Messungen des Stromes wurden in regelmäßigen Intervallen gemacht; diese Ströme (korrigiert für den Teil der Radioaktivität an den Elektroden und Wänden des Gefäßes) ergeben den Betrag an Emanation, der in den beiden Zylindern vorhanden ist. Aus der Verteilung der Emanation in den beiden Zylindern läßt sich der Koeffizient der Diffusion K durch Luft aus der Formel berechnen:

$$\frac{S_1 - S_2}{S_1 + S_2} = \frac{8}{\pi^2}\left\{\varepsilon^{-\frac{\pi^2 K t}{a^2}} + \frac{1}{9}\varepsilon^{-\frac{4\pi^2 K t}{a^2}} + \cdots\right\};$$

hier ist a die Länge des Zylinders, t die Dauer des Experimentes in Sekunden, S_1 und S_2 der Betrag an Emanation in den Zylindern A und B am Ende des Experimentes. Die Werte, die für K erhalten wurden, variierten zwischen 0,08 und 0,15. Die Autoren konstatierten, daß die Emanation, die abgegeben wird, wenn das Radium zum erstenmal der Luft ausgesetzt ist, schneller diffundiert als die, die in späteren Perioden abgegeben wird. Wenn wir von der Regel Gebrauch machen, daß der Koeffizient der Diffusion des Gases in ein anderes umgekehrt mit der Quadratwurzel des Produktes der Molekulargewichte der Gase variiert, so würden die für Radium gefundenen Werte für K ein Molekulargewicht zwischen 40 und 100 andeuten. Dies zeigt, daß die Emanation nicht Dampf des Radiums ist, da ja Herr und Frau Curie gezeigt haben, daß das Atomgewicht dieser Substanz 225 ist.

166. *Chemische Wirkungen des Radiums.* Radium verfärbt Glas, mit dem es in Kontakt kommt; die Verfärbung scheint analog der, welche im Glase eines Entladungsrohres, das sehr hoch evakuiert ist, beobachtet wird: es verändert die Farbe der Chloride der Alkalimetalle, wie dies auch beim Auftreffen von Kathodenstrahlen auf diese Salze geschieht, es erzeugt auch Ozon, dessen durchdringender Geruch bei Öffnung einer Büchse mit Radium bemerkbar wird.

Polonium.

167. Polonium wurde von Herrn und Frau Curie[1]) entdeckt, es findet sich in Begleitung des aus Pechblende erhältlichen Wismut. Ein Wismut von wachsendem Poloniumgehalt erhielten sie durch die folgenden Fraktionierungsmethoden.

1. Es wird das Sulfid im Vakuum sublimiert. Das Sulfid des Poloniums ist viel flüchtiger als das des Wismut.

2. Fällung der Salpetersäurelösung durch Wasser. Das gefällte Nitrat ist viel aktiver als das in Lösung zurückbleibende.

3. Fällung durch Schwefelwasserstoff aus einer Salzsäurelösung. Das gefällte Sulfid ist viel aktiver als das zurückbleibende Salz.

Polonium konnte nicht in so reinem Zustande erhalten werden, um ein Spektrum zu ergeben. Soweit bekannt ist, ist die Strahlung des Poloniums vollständig unablenkbar: Polonium gibt keine negativen Elektronen ab, und seine Strahlung ist viel leichter absorbierbar, indem eine dünne Schicht Aluminium imstande ist, sie zurückzuhalten. Das Strahlungsvermögen des Poloniums ist nicht andauernd, es wird fortgesetzt schwächer und schwächer. Frau Curie[2]), welche die Absorption der Poloniumstrahlung, die eine bestimmte Luftdicke durchquert hatte, in einer dünnen Aluminiumplatte maß, fand das sehr bemerkenswerte Resultat, daß die Poloniumstrahlen, je weiter sie durch Luft gehen, um so leichter von Aluminium absorbiert werden.

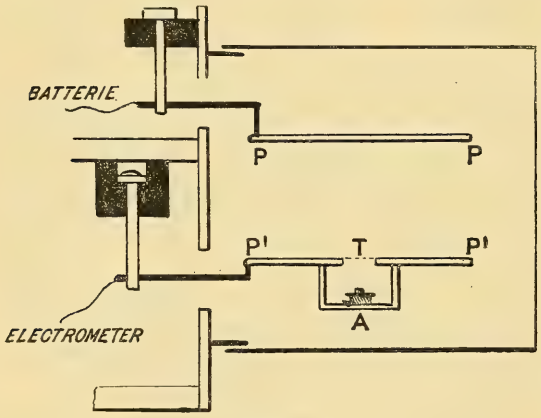


Fig. 84.

Die Anordnung, welche sie benutzte, um dies zu zeigen, ist in Fig. 84 dargestellt: PP, $P'P'$ sind zwei Metallplatten, zwischen welchen der Strom durch eine beträchtliche Potentialdifferenz erzeugt und in gewöhnlicher Weise gemessen wird: Das Polonium wird bei A angebracht; seine Strahlen gehen durch Drahtgaze bei T.

Wenn das Polonium mit einer dünnen Schicht Aluminiumfolie bedeckt ist, so wächst die Absorption der Strahlung mit wachsender

1) Curie, Comptes Rendus 127, p. 175, 1898.
2) ib. 130, p. 76, 1900.

Entfernung AT, und wenn eine zweite Schicht Aluminiumfolie über das Polonium gebracht wird, so ist die Absorption, die durch die zweite Schicht hervorgerufen wird, größer als die durch die erste erzeugte; dies ist gerade das Entgegengesetzte, was bei Röntgenstrahlen beobachtet wurde, aber bei Röntgenstrahlen haben wir eine Mischung von Strahlen sehr verschiedenen Durchdringungsvermögens, und wenn dies der Fall ist, so muß die erste Schicht, wie wir gesehen haben (S. 254) größere Absorption als die zweite hervorrufen. Die Erscheinungen, die bei Polonium beobachtet werden (und man trifft sie auch, wie Frau Curie gezeigt hat, bei den nichtablenkbaren Strahlen von Radium), sind derart, wie sie erzeugt werden würden, wenn die Poloniumstrahlen homogen wären, aber weniger durchdringend würden, nachdem sie ein absorbierendes Medium durchsetzt haben. Wir müssen erwarten, daß Strahlen, welche aus sehr schnell sich bewegenden, negativ geladenen Teilchen bestehen, leichter absorbierbar werden, nachdem sie durch ein absorbierendes Medium hindurchgetreten sind, da die Geschwindigkeit der Teilchen infolge der Absorption abnimmt, und wir haben gesehen, daß langsame Teilchen mehr absorbiert werden als schnelle.

Diese Strahlen ähneln eher den Röntgen- als den Kathodenstrahlen, da sie nicht ablenkbar sind, weder durch elektrische noch durch magnetische Felder. Wir werden sehen, daß es Gründe gibt, die dahin deuten, daß diese Strahlen aus Stößen elektrischer und magnetischer Kräfte bestehen, deren Stoßbreite die Natur der Strahlen bestimmt; breite Stöße entsprechen leicht absorbierbaren, schmale durchdringenden Strahlen. Wenn danach die Breite eines Stoßes anwächst, dadurch daß die Strahlen durch ein absorbierendes Medium hindurchgehen, so müßten wir das von Frau Curie beobachtete Resultat erhalten. Wenn wir nun die Annahme machen, daß die Absorption der Strahlen in einer Übertragung kinetischer Energie an die Ionen, die von den Ätherstößen getroffen werden, besteht, so wird verständlich, daß ein solches Breiterwerden der Stöße eintreten würde, da einige der Kraftröhren bei dem Ätherstoß zeitweilig am Ion enden müßten; demnach würde das Ion bestrebt sein, diese Kraftröhren noch zurückzuhalten, wenn der Stoß schon vorüber ist; die Kraftröhren würden zwar schließlich vom Ion abbrechen, aber das Resultat der temporären Spannung würde ein Auseinanderrücken der Kraftlinien und ein Breiterwerden der Stöße sein. Wenn dieser Effekt sich in Luft ausbildet, so wird offenbar die Intensität der Strahlen sehr schnell abnehmen müssen, so daß sie schwächer werden und eher aufhören meßbar zu sein, als dies der Fall wäre, wenn das gewöhnliche Gesetz der Absorption gültig wäre: um eine Vorstellung, wie sich der Vorgang abspielt, zu gewinnen, sei erwähnt, daß Frau Curie fand, daß eine sehr geringe Änderung in der Ent-

fernung AT (Fig. 84) hinreichend war, um den Strom zwischen den Platten von einem Werte, der zu gering war, um meßbar zu sein, auf einen von sehr beträchtlicher Stärke anwachsen zu lassen.

Aktinium.

168. Aktinium ist der Name einer sehr radioaktiven Substanz, die in Begleitung von Thorium vorkommt und bei Gewinnung des Thorium aus Pechblende erhalten wird; Aktinium wurde von Debierne[1]) entdeckt; es tritt in so geringen Quantitäten auf, daß seine Untersuchung große Schwierigkeiten bietet. Es scheint eine sehr große Fähigkeit zu besitzen, induzierte Radioaktivität zu erzeugen, hierin ähnelt es dem Th X.

168a. Neuere Experimente von Debierne lassen jedoch vermuten, daß Aktinium eine bestimmte Substanz ist, da es sich zeigte, daß es eine Emanation abgibt, deren Aktivität nur während weniger Sekunden andauert; die induzierte Radioaktivität, die dem Aktinium zukommt, ist, wie Debierne angibt, weit langsamer abklingend als die des Radiums.

Dieses thorähnliche Aktinium bleibt jedoch jahrelang sehr kräftig aktiv. K. A. Hofmann und F. Zerban[2]) stellten Aktiniumpräparate aus Uranmutterlaugen her, und fanden gleichfalls sehr weitgehende chemische Ähnlichkeit mit den entsprechenden Thorverbindungen. Jedoch ergab sich das Äquivalentgewicht des Aktinium zu 63,32 ($O = 16$), während das des reinen Thor 58,1 beträgt. Die reinsten Präparate wirkten 1500mal stärker ionisierend als Uranoxyduloxyd. Dagegen wurde die Strahlung als wesentlich absorbierbarer als die des Urans festgestellt.

Neuere Untersuchungen von Debierne[3]) führten alsdann auch den Nachweis, daß die vom Aktinium erzeugte induzierte Radioaktivität sich wesentlich von der der Radium- und Thorsalze unterscheidet. Das Gleiche gilt für die Emanation des Aktiniums. Diese sinkt nach 3,9 Sekunden auf die Hälfte ihres anfänglichen Wertes, während die Thoremanation hierzu 87 Sekunden braucht.

Radiotellur, Radioblei, Radium C, D, E.

168b. Nach W. Marckwald[4]) kann aus der salzsauren Lösung des radioaktiven Wismutchlorids durch Eintauchen von metallischem Wismut oder Antimon oder durch Zusatz von Zinnchlorür ein feiner schwarzer Niederschlag ausgefällt werden, den er als Radiotellur be-

1) W. A. Debierne, Comptes Rendus 129, p. 593, 1899; 130, p. 906, 1900.
2) K. A. Hofmann und F. Zerban, Chem. Ber. 36, 5, p. 3093—3096, 1903.
3) W. A. Debierne, C. R. 138, p. 411—414, 1904.
4) W. Marckwald, Nat. 69, p. 461—462, 1904.

zeichnet. Dieser so erhaltene sehr stark radioaktive Körper ist nach Marckwald[1]) eine für sich bestehende Substanz, die sich wesentlich vom Curieschen oder Gieselschen Polonium unterscheidet. Hiergegen sind, zuerst von Frau Curie, Zweifel laut geworden, ob tatsächlich Radiotellur vom Polonium verschieden ist, und ihrem Protest gegen die Neubenennung dieser aktiven Substanz haben sich Giesel und Soddy[2]) und auch A. Debierne[3]) angeschlossen. Rutherford[4]) hat nun neuerdings mehrere neue, definierbare Umwandlungsprodukte der Radiumemanation entdeckt, die er mit

	halb zerfallen in:	emittiert:
Radium C	28 Minuten	α-, β-, γ-Strahlen
↓		
Radium D	etwa 40 Jahren	nur β-Strahlen
↓		
Radium E	etwa 1 Jahr	nur α-Strahlen

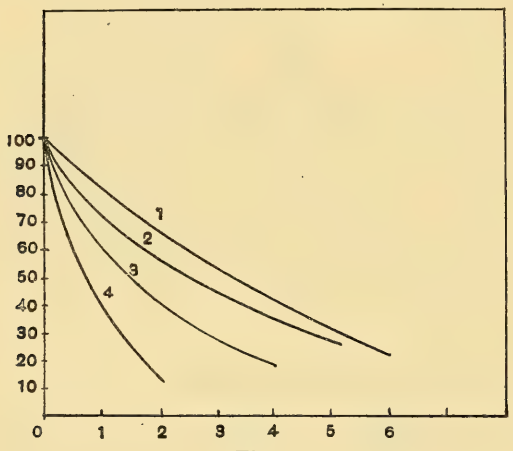
bezeichnete. Rutherford hält es für möglich, daß das Hofmannsche[5]) „Radioblei" vielleicht mit dem Radium D, und daß das Marckwaldsche „Radiotellur" mit dem Radium E identisch ist. Seine Resultate widersprechen jedenfalls der Behauptung Debiernes, daß auch Radioblei identisch sei mit Curies Polonium. Hingegen bleibt Marckwald der Ansicht, daß Radiotellur ein Körper sei, der mit keinem der erwähnten identisch ist, und dadurch definiert ist, daß er in 139,8 Tagen zur Hälfte zerfällt.

Induzierte Radioaktivität an negativ elektrisierten Körpern in der Luft.

169. Elster und Geitel[6]) fanden, daß ein stark negativ elektrisierter Körper, der in offener Luft oder in einem großen Raume aufgehängt ist, zeitweilig radioaktiv wird. Sie zeigten, daß ein mit dem negativen Pole einer Wimshurstmaschine während einiger Stunden verbundener Körper beim Losmachen von der Maschine sich radioaktiv ergab, indem er die Luft in der Nachbarschaft ionisierte und eine photographische Platte angriff. Für den Erfolg dieses Experimentes ist es notwendig, daß ein sehr großes Volumen Luft dem elektrischen Felde ausgesetzt ist, deshalb muß der Draht in der freien Luft oder in einem großen Zimmer sein. Ich war nicht imstande, irgend eine induzierte Radioaktivität aus gewöhnlicher Luft zu erhalten, wenn der Draht in ein geschlossenes Gefäß von etwa

1) W. Marckwald, Chem. Ber. 36, p. 2662—2667, 1903.
2) F. Soddy, Nat. 69, p. 347, 1904 und 69, p. 462.
3) Debierne, C. R. 139, p. 281—283, 1904.
4) Rutherford, Phil. Mag. (6) 8, p. 636—650, 1904; Nat. 71, p. 341—342, 1905.
5) c. f. Hofmann, Gonder u. Wölfl, Dr. Ann. 15, p. 3, 1904.
6) Elster und Geitel, Physik. Zeitschr. III, p. 76, 1901.

500 Liter gesetzt wurde. Das Material, aus welchem der negativ elektrisierte Körper besteht, scheint nicht viel Einfluß auf den Grad der induzierten Radioaktivität zu haben, Papier gibt geradeso große Effekte wie Metall. Ein Stück Metall, das auf diese Weise radioaktiv gemacht wird, kann auf Rotglut erhitzt werden, ohne seine Radioaktivität zu verlieren; wenn die Oberfläche des radioaktiven Metalles in Säure aufgelöst wird, so wird die Säure radioaktiv; das läßt sich leicht dadurch zeigen, daß man die Säure zur Trockne verdampft und den Rückstand prüft. Die auf diese Weise erzeugte Radioaktivität klingt allmählich ab. Rutherford und Allen[1]), die den Grad des Abfalls gemessen haben, fanden, daß die induzierte Radioaktivität auf die Hälfte ihres Wertes in dreiviertel Stunden fällt;



Kurve 1. Induzierte Radioaktivität von Luft.

Kurve 2. Induzierte Radioaktivität von Thorium.

Kurve 3. Thoriumstrahlen.

Kurve 4. Uraniumstrahlen.

Fig. 85.

die induzierte Radioaktivität, die der Thoriumemanation zukommt, ist, wie wir gesehen haben, viel beständiger als diese. Rutherford hat auch das Durchdringungsvermögen der Strahlung vom negativ elektrisierten Draht in Luft mit dem der Strahlungen der Substanzen, die von Thoriumemanation und durch die nichtablenkbaren Strahlen vom Thorium und Uranium aktiv gemacht waren, verglichen; die Resultate, welche die Durchgängigkeit der Strahlen durch 1, 2, 3, 4 Lagen Stanniolpapier, von denen eine jede $3{,}4 \cdot 10^{-4}$ cm dick ist, zeigen, sind in Fig. 85 dargestellt; es ist ersichtlich, daß von den untersuchten Strahlungen die induzierte Strahlung der Luft, die durchdringendste ist. Elster und Geitel schreiben die induzierte Radioaktivität dem Niederschlag einer unbekannten radioaktiven Substanz auf dem Drahte zu, die durch die Atmosphäre zerstreut ist.

1) Rutherford und Allen, Physik. Zeitschr. III, p. 225, 1902.

169a. Da die Dauer der Aktivität einer radioaktiven Substanz eine Eigenschaft ist, durch die es außerordentlich leicht ist, sie zu erkennen, dürfte es nützlich sein, eine Tabelle anzugeben, für die Zeit, die die Aktivität in den wichtigsten Fällen, in denen sie bestimmt wurde, gebraucht, um auf die Hälfte ihres Wertes zu fallen. (Vgl. auch S. 341.) Abklingungskonstanten.

Thoriumemanation	1 Minute
Induzierte Aktivität des Thoriums	11 Stunden
Radiumemanation	4 Tage
Induzierte Aktivität des Radiums .	28 Minuten
Aktiniumemanation	ein paar Sekunden
Induzierte Aktivität des Aktiniums	schneller als 28 Minuten
Radioaktives Gas aus Wasser. . .	4 Tage
Induzierte Radioaktivität dieses Gases	circa 40 Minuten
Induzierte Radioaktivität eines in der offenen Luft negativ elektrisierten Drahtes	circa 40 Minuten.

Die Curies fanden, daß, wenn Körper während einer langen Zeit der Radiumemanation ausgesetzt waren, alsdann außer der Radioaktivität, die in 28 Minuten verschwindet, ein geringes Residuum an Aktivität vorhanden ist, das Monate braucht, um zu verschwinden.

169b. Die Untersuchungen von Rutherford und Soddy[1]), über die zum Teil oben berichtet wurde, haben die beiden Forscher zu einer Theorie der Radioaktivität geführt, die hier kurz skizziert werden soll: Metabol-Theorie.

Die sich in einem völlig entemanierten Radiumpräparat spontan neu bildende Emanation, und die Reihe der Veränderungen, die die abgeschiedene Emanation erleidet, führten im Zusammenhang mit dem chemisch und physikalisch ganz unterschiedlichen Verhalten der Muttersubstanz (entemaniertes Radium) und den Entstehungsprodukten (Emanation, Induzierte Radioaktivität usw.) zu der Hypothese, daß die Umwandlung des Ausgangsmaterials intraatomig sei. Abgesehen davon, daß nach allem das Atomgewicht der aktiven Substanz sehr groß ist, während die α-Teilchen, die abgeschleudert werden, von der Größenordnung des Wasserstoffatoms sind, gehen auch Teilchen von Elektronengröße von der Substanz aus, die auf eine Zertrümmerung des Atoms hindeuten. Daß in der Tat ein enger Zusammenhang zwischen der Abschleuderung von α-Teilchen und der Umwandlung der Materie besteht, konnten Rutherford und Soddy dadurch be-

1) Rutherford und Soddy, Phil. Mag. (C) 5, p. 576, 1903.

beweisen, daß sie zeigten, daß die Regeneration des der Emanation beraubten Materials (entemaniertes Radium) in bezug auf die Emanation, synchron mit der Regeneration der Radioaktivität erfolgt. Diese Tatsache erweist direkt den inneren Parallelismus zwischen Umwandlung und Abschleuderung von α und β-Teilchen.

Die Konstanz der Strahlung eines Radiumpräparates ist dadurch hervorgerufen, daß in derselben Zeit, in der der eine Bestandteil aufhört, radioaktiv zu sein, sich ein neuer gleicher radioaktiver Bestandteil aus dem Muttermaterial bildet, und diese Umwandlung geht, wie Rutherford und Soddy zeigten, mit gleicher Geschwindigkeit vor sich, ob die sich umwandelnden Komponenten im Radiumpräparat miteinander vermischt sind, oder ob sie isoliert sind.

Das Gleichgewicht, das ein älteres Radiumpräparat zeigt, ist demnach ein bewegliches Gleichgewicht, dadurch charakterisiert, daß die aktive Menge Substanz in ihm deshalb konstant ist, weil die absterbende Menge sich quantitativ aus der Muttersubstanz ersetzt.

Die Zeit, die zur Umwandlung des radioaktiven Materials in inaktives erforderlich ist, ist für die verschiedenen Stadien der Umwandlung verschieden; aus der Beobachtung des Strahlungsabfalls der abgetrennten Bestandteile

$$J_t = J_0 \cdot \varepsilon^{-\lambda t}$$

läßt sich die für den betreffenden Bestandteil charakteristische Konstante λ angeben; λ wird als Radioaktivitätskonstante bezeichnet, sie bestimmt, wieviel Zeit erforderlich ist, damit die anfängliche Strahlungsintensität auf einem bestimmten Bruchteil ihres anfänglichen Wertes, etwa auf die Hälfte, sinkt.

Da nun nach der Hypothese von Rutherford und Soddy parallel mit der radioaktiven Veränderung eine Atomveränderung der Substanz stattfindet, so stellt die Radioaktivitätskonstante auch gleichzeitig das Reziproke der Zeit dar, die erforderlich ist, um die Hälfte der aktiven Substanz in tote Substanz zu verwandeln.

Man kann deshalb λ als „mittlere Lebensdauer“ der sich parallel mit der Radioaktivität umwandelnden, sich intermediar neubildenden Materie bezeichnen. Derartige Atome, die nur während beschränkter Dauer ihre charakteristischen, chemischen und physikalischen Eigenschaften behalten und sich parallel mit der Ausstrahlung, also mit der Abschleuderung von α- oder β-Teilen umwandeln, bezeichnen Rutherford und Soddy als „Metabole“.

In der folgenden Tabelle sind die Metabole in der Reihenfolge, wie sie sich aus den drei radioaktiven Muttersubstanzen bilden, wiedergegeben:

Uranium	Thorium	Radium
↓	↓	↓
Uranium x	Thorium x	Radiumemanation
	↓	↓
	Thoriumemanation	Induzierte Radioaktivität I
	↓	↓
	Induzierte Thoriumaktivität	dito II
	↓	↓
	dito II	dito III
	↓	↓
	?	?

Die mittlere Lebensdauer der wichtigsten der bisher bestimmten Metabole (vgl. auch S. 339) ergibt folgende Tabelle:

Aktiniumemanation	5,7 Sekunden
Thoriumemanation	87,0 Sekunden
Materie der induzierten Radioaktivität	43 Minuten
Materie der induz. Thoriumaktivität	16 Stunden
Radiumemanation	5 Tage 8 Stunden
Thorium X	5 Tage 19 Stunden
Polonium	$\sim$ 16 Monate
Aktinium	? ?
Radium	$\sim$ 1500 Jahre
Thorium	$\sim$ 1000 000 000 Jahre
Uranium	$\sim$ 1000 000 000 Jahre

Zu den letzten drei Zahlen führt folgende einfache Überlegung: Da die Umwandlung der Materie ein dem Abklingen der Strahlung quantitativ parallel gehender Vorgang ist, so ist, wenn N_t die jeweilig vorhandene noch umwandlungsfähige Materie, N_0 die anfängliche Menge derselben bezeichnet

$$N_t = N_0 \cdot \varepsilon^{-\lambda t}, \tag{1}$$

also ist

$$\frac{dN_t}{dt} = -N_t \cdot \lambda. \tag{2}$$

Diese Gleichung ergibt also die Umwandlungsgeschwindigkeit des aktiven Materials in inaktives, sie ergibt aber gleichzeitig die Bildungsgeschwindigkeit des neuen Materials, denn in einem älteren konstanten Radiumpräparat bildet sich ebensoviel neue aktive Substanz, wie aktive verschwindet. Also gilt für die Gleichgewichtsmengen der in solchem konstanten Radiumpräparat vorhandenen Bestandteile

$$N_t \cdot \lambda = N_t' \cdot \lambda'. \tag{3}$$

Also die im Gleichgewicht vorhandenen Mengen verhalten sich umgekehrt wie die Radioaktivitätskonstanten, direkt wie ihre „mittleren Lebensdauern“.

Die Gleichgewichtsmengen der in einem Radiumpräparat vorhandenen Komponenten lassen sich aber zum Teil experimentell bestimmen.

1 gr entemaniertes Radium bildet in 5,3 Tagen 1 cbmm Emanation. Das Atomgewicht der Emanation ist 160, das des Radiums 225. Es kann also aus einem Atom Radium höchstens ein Atom Emanation sich bilden.

Ein Gramm Radium würde in Gasform 0,1 Liter $= 10^5$ cbmm einnehmen, also ist in (1)

$$\frac{N_t}{N_0} = \varepsilon^{-\lambda t} = \frac{100000 - 1}{100000},$$

wo $t = 5{,}3$ Tage ist.

Hieraus ergibt sich

$$\lambda = 2 \cdot 20^{-11}; \qquad \frac{1}{\lambda} = 1500 \text{ Jahre}.$$

Aus dieser „mittleren Lebensdauer" des Radiums läßt sich nun die des Urans aus dem Vergleich der Radioaktivitäten beider Substanzen schätzen, da ja nach (3) die Lebensdauern sich wie die Radioaktivitäten verhalten. Auf diesem Wege ist man zu Zahlen von der enormen Größe der letztangegebenen in obiger Tabelle gekommen; analog läßt sich nach obigem Satze die aus der Pechblende zu ermöglichende Ausbeute etwa an Polonium schätzen; aus den für die Mutter- und Tochtersubstanz bekannten Radioaktivitätskonstanten ergeben sich direkt auch die Gleichgewichtsmengen und es folgt, daß aus zwei Tonnen Material Pechblende nur etwa 4 mgr Polonium erhältlich sind.

Die eben angegebene Rechnung für die mittlere Lebensdauer des Radiums läßt sich noch auf völlig anderem Wege kontrollieren. Oben legten wir den Massenumsatz der Rechnung zugrunde, in folgendem dient der Strahlenumsatz als Grundlage.

Die Strahlung des Radiums besteht zu 99 $\%_{00}$ aus α-Strahlung. Die Energie eines α-Teilchens ist $5 \cdot 10^{-6}$ Erg. Die Energie, die ein Gramm Radium in der Sekunde abgibt, indem es $N\alpha$-Teilchen ausstrahlt, ist $= 1{,}2 \cdot 10^6$ Erg.

Demnach gehen $N = 2{,}4 \cdot 10^{11}$ Teilchen in einer Sekunde von einem Gramm Radium fort.

Der Gesamtzerfall der Muttersubstanz erfolgt in vier Stadien, so daß die gesamte ausgestrahlte Energie bei dem Zerfall der vier Stadien frei wird.

Mögen im ersten Stadium, der Umbildung des Radiums in Emanation, $^1/_4$ der Gesamtteilchen frei werden, so ist $6 \cdot 10^{10}$ die Zahl der in der Sekunde in einem Gramm Radium in Radiumemanation zerfallenden Radiumatome.

Nun sind in einem Gramm H_2 $8{,}7 \cdot 10^{23}$ Atome vorhanden.

In einem Gramm Radium demnach $3{,}4 \cdot 10^{21}$ Atome.

Demnach ist der sich in einer Sekunde umsetzende Bruchteil des Radiums

$$= \frac{6 \cdot 10^{10}}{3{,}4 \cdot 10^{21}} = 1{,}7 \cdot 10^{-11}.$$

Hieraus würde sich die mittlere Lebensdauer = 2000 Jahre berechnen, und zwar als obere Grenzen, da im ersten Stadium des Zerfalls wahrscheinlich mehr als $^1/_4$ des Gesamtzerfalls des Atoms erfolgt. Jedenfalls ist die Übereinstimmung zwischen der Berechnung auf Grund des Massenumsatzes mit der aus der Ausstrahlung sehr bemerkenswert.

Verwandlung von Emanation in Helium.

169 c. Diese Metaboltheorie von Rutherford und Soddy hat eine sehr wertvolle Stütze durch Experimente von Ramsay und Soddy[1]) erfahren. Diese beiden Forscher untersuchten die einatomigen Gase Helium, Argon, Krypton und Xenon auf ihre Radioaktivität und wiesen nach, daß die Radioaktivität der Luft sicherlich nicht diesen Körpern zuzuschreiben ist. Sie zeigten aber gleichzeitig, daß die Emanation des Radiums selbst sich in chemischer Beziehung ebenso träge wie diese einatomigen Gase verhält. Weder durch Einwirkung elektrischer Entladungen in Gegenwart von Sauerstoff und Alkali, noch durch die einer erhitzten Mischung von Magnesium und Kalk ließ sich die Emanation beeinflußen. Sie verhält sich vollständig wie ein Gas, leuchtet im Dunkeln, übt selbst ähnliche Wirkungen aus wie ein Radiumpräparat, ist in flüssiger Luft kondensierbar. Die nach Auflösung von 50 mgr Radiumbromid in Wasser aus der Lösung gewonnene Emanation kann Glas violett färben.

Als nun das in vier Tagen aus der Radiumbromidlösung entweichende Gas durch Ausfrieren mit flüssiger Luft von den Beimischungen von Wasserstoff, Sauerstoff, Helium und Kohlendioxyd gereinigt wurde, ergab die spektroskopische Untersuchung ein vollständig neues Spektrum, das auch keine Spur einer Beimischung von Helium erkennen ließ: das Spektrum der Emanation. Nach längerem Stehen aber erschienen allmählich die Heliumlinien. Am fünften Tage war das ganze Heliumspektrum vollständig ausgebildet.

Außer der gelben Linie, der grünen, den beiden blauen und der violetten waren auch noch die drei neuen des aus Radium gewonnenen Heliums zu sehen. — Aus Radiumemanation hatte sich Helium gebildet!

Diese Versuche sind inzwischen mit etwas modifizierter Anordnung von F. Himstedt und G. Meyer[2]) wiederholt worden. 40 mgr

1) Ramsay und Soddy, Proc. Roy. Soc. 72, p. 204, 207, 1903. Chem. News 88, p. 100, 101, 1903. Nat. 68, p. 354—355. Phys. 75, 4, p. 651—653.

2) F. Himstedt u. G. Meyer, Drudes Ann. 17, p. 1007, 1905.

$RaBr_2$ wurden in langem Quarzrohr im Vakuum unter starker Erhitzung wiederholt sublimiert, und durch wiederholte Auswaschung mit Wasserstoff wurde jede Spur Helium entfernt. Das vollständig evakuierte Rohr wurde alsdann stehen gelassen, und nach 6 Wochen konnte in diesem Rohre, ohne daß dasselbe wieder erwärmt worden war, Helium nachgewiesen werden.

Ionisation durch Phosphor; in frisch erzeugten Gasen und in Luft, die im Kontakt mit Wasser war.

Ionisation durch Phosphor.

Diskussion zweier Erklärungsweisen.

170. Luft, die über Phosphor, der sich auf nicht zu niedriger Temperatur befindet, gegangen ist, hat die Fähigkeit, positiv und negativ elektrisierte Körper zu entladen. Dies wurde von Matteucci[1]) entdeckt und auch von Naccari[2]) studiert und in der Folge unabhängig von Shelford Bidwell[3]) gefunden. Barus[4]), der sehr ausgedehnte Beobachtungen über diese Erscheinungen anstellte, fand, daß Luft, die in dieser Weise behandelt worden war, sehr aktiv als Nebelbildner wirkte. Wasserstoff, der über Phosphor geleitet wird, wird nicht zum Leiter der Elektrizität.

Es gibt zwei Standpunkte, von denen aus wir die Wirkung des Phosphors betrachten können: der erste ist der, daß die Luft beim Übergang über Phosphor ionisiert wird und nach dem Verlassen des Phosphors eine Mischung positiver nnd negativer Ionen, die gleichförmig durch das Gas verteilt sind, enthält; in der Tat verhält sich das Gas in dem Zustande so, als wenn es über glühendes Metall gestrichen wäre, dessen Temperatur hoch genug war, um positive und negative Ionen an der Oberfläche zu erzeugen. Der andere Standpunkt ist der, daß die Luft, die über den Phosphor geht, Phosphorstaub oder -kerne mit sich führt, und daß jeder dieser Kerne als ein Zentrum der Ionisation wirkt, indem er das Gas in seiner unmittelbaren Umgebung ionisiert; der Zustand des Gases würde, von diesem Standpunkte aus betrachtet, ähnlich dem eines Gases sein, das eine größere Zahl glühender metallischer Teilchen enthält, von denen jedes von einer Umhüllung leitenden Gases umgeben ist. In diesem Falle würde in dem, in ein elektrisches Feld gebrachten, leitenden Gase die Leitung der Elektrizität durch die Bewegung der Ionen erfolgen, die von dem mit den Kernen in Kontakt befindlichen Gase durch das elektri-

1) Matteucci, Encyclopaedia Britannica (edition 1855) 8, p. 622.
2) Naccari, Atti della Science di Torino 25, p. 252, 1890.
3) Bidwell, Nature 49, p. 212, 1893.
4) Barus, Experiments with ionised Air, Washington 1901.

sche Feld abgelöst sind, während die Kerne selbst nicht verschoben werden. Die Erscheinung ist kaum hinreichend geklärt, um uns in den Stand zu setzen, mit Bestimmtheit zwischen beiden Anschauungen zu entscheiden: die zweite scheint mir jedoch wahrscheinlicher zu sein, denn Barus fand, daß der Abfall der Leitfähigkeit phosphorisierter Luft sich nicht durch die Anwendung eines starken elektrischen Feldes steigern ließ. Die beobachtete Abnahme der Leitfähigkeit scheint mit der Anschauung im Einklang, daß sie von der Diffusion der Kerne an die Wände des Gefäßes herrührt, indem ein Kern aufhört, aktiv zu sein, sobald er an die Wand des Gefäßes festgelegt ist. Der Grad des Abfalls der Leitfähigkeit würde demnach der Zahl der Kerne proportional sein, welche die Wände des Gefäßes in einer Sekunde treffen; im Fall eines Gases von der Dichte ϱ, dessen mittlere Translationsgeschwindigkeit v ist, ist diese Zahl pro Flächeneinheit der Oberfläche gleich $\frac{1}{6}\varrho v$; aus den Messungen des Abfalles der Leitfähigkeit phosphorisierten Gases schloß Barus, daß die Kerne sich etwa wie die Moleküle eines Gases bewegten, nur viel langsamer, indem die mittlere Geschwindigkeit der Kerne nur etwa 3 cm pro Sekunde war. Ein anderer Umstand, der vermuten läßt, daß die Erklärungsweise mehr für sich hat, daß der Phosphor das Gas, das über ihn gegangen ist, mit Kernen versorgt, die imstande sind, Ionen zu produzieren, als die, nach der im Gase primär frische Ionen entstehen, ist die weitgehende Analogie, die zwischen dem Verhalten phosphorisierter Luft und der Luft, die durch Wasser geperlt ist, besteht; die Eigenschaft der letzteren werden wir in dem nächsten Paragraphen betrachten.

Barus stellte Experimente an, um zu sehen, ob die ionisierende Fähigkeit der phosphorisierten Luft durch dünne Filme verschiedener Metalle hindurchgetrieben werden könnte: der einzige Film, welchen er merklich durchlässig fand, war der aus dünnem Goldpapier, und hier schien die Erscheinung eher durch die Poren der Substanz bedingt zu sein als durch das Material selbst, da bei dem Einölen des Papieres, um die Poren zu verstopfen, die Durchlässigkeit aufhörte.

170a. Gockel leitete Phosphorluft durch Waschflaschen mit verschiedenen Flüssigkeiten. So durch Wasser, Jodkaliumlösung, Terpentinöl, Pyrogallussäure usw. Hierdurch nahm die Leitfähigkeit der Luft zwar ab, behielt aber immer noch einen doppelt so großen Wert wie gewöhnliche Zimmerluft. Nur Kalilauge wirkte kräftiger, indem die Leitfähigkeit der Luft beim Durchgang durch Kalilauge auf $^1/_3$ ihres ursprünglichen Wertes zurückging. Hindurchleiten der Phosphorluft durch ein auf Rotglut erhitztes Rohr reduzierte die Leitfähigkeit auf $^1/_3$ ihres Wertes.

Leitfähigkeit der Luft, die durch Wasser geperlt ist.

171. Wie wir in Kapitel I gesehen haben, leitet Luft in normalem Zustande die Elektrizität in einem gewissen Grade, indem der Sättigungsstrom in der Luft in einem kleinen geschlossenen Gefäß proportional mit der Menge der Luft, die im Gefäß vorhanden ist, sich ergab; der Sättigungsstrom pro Volumeneinheit der Luft zeigte aber nur geringe Variation bei Luftproben, die an verschiedenen Orten genommen wurden. Ich habe jedoch gefunden, daß Luft, die durch Wasser hindurchgegangen ist, eine viel größere Leitfähigkeit als normale Luft erlangt und einige Zeit lang behält. Eine Methode, wie dies konstatiert wurde, bestand darin, die Leitfähigkeit der Luft durch Messung des Sättigungsstromes zwischen einem Draht und den Wänden eines Gefäßes festzustellen. Als Gefäß diente ein zylindrischer Gasometer, der Luft enthielt, 103 cm hoch war und 75 cm im Durchmesser hatte; längs seiner Achse befand sich ein leitender Draht. Wenn nun die in dieses Gefäß eintretende Luft vorher durch Wasser hindurchperlte, so wuchs die Leitfähigkeit sehr beträchtlich. Die Luft, die hier geprüft wurde, wurde durch das Wasser hindurchgezwängt, indem sie aus dem Probegefäß mit Hilfe einer Wasserpumpe in ein zweites Gefäß gepumpt (der Pumpprozeß veranlaßte natürlich die Luft, sehr gewaltsam durch das Wasser hindurchzuperlen) und dann wieder zurück aus diesem zweiten Gefäß in das Probegefäß gebracht wurde; wenn die Zirkulation etwa eine Stunde lang andauerte, so ergab sich beim Unterbrechen dieses Kreislaufs die Leitfähigkeit der Luft viel größer als vorher. Ich fand z. B., daß sie 30 oder 40 mal so groß war, und ich habe keinen Grund, anzunehmen, daß dieser Anstieg sich nicht noch steigern ließe. Ein anderer bequemer Weg, ein Gas in diesen leitenden Zustand zu versetzen, ist der, daß man es durch einen Gouyschen Zerstäuber hindurchschickt. Ein Gas, das einmal in diesen Zustand gebracht ist, bleibt beträchtliche Zeit in ihm; so fand ich, daß nach Verlauf einiger Tage nach dem Durchgang des Gases durch Wasser die Leitfähigkeit noch einigemal so groß war, als bevor die Luft durch das Wasser hindurchgetrieben wurde.

Beständigkeit der Leitfähigkeit.

Dieses leitende Gas kann von einem Gefäß in ein anderes überführt werden, es kann durch Stopfen von Glaswolle hindurchgehen, ohne seine Leitfähigkeit zu verlieren; selbst wenn es über Drahtgaze, die auf Rotglut erhitzt ist, durch weißglühendes Platinrohr oder über heißes Kupfer geht, verliert es diese Eigenschaft nicht.

Die Leitfähigkeit des Gases ist durch die fortgesetzte Produktion von Ionen rings um einige Kerne, die beim Durchgang desselben durch Wasser in das Gas hineinkommen, veranlaßt; sie kann nicht durch

einfache Ionisation des Gases beim Hindurchperlen der Luft durch Wasser erklärt werden, also nicht durch eine direkte Produktion von Ionen, denn diese Produktion würde aufhören, sobald die Luft das Wasser verläßt. Wenn dies der Grund der Leitfähigkeit wäre, so würde der Strom durch das Gas fortgesetzt wachsen, falls die elektromotorische Kraft gesteigert würde; würden, nach Verlassen des Wassers, im Gase nicht noch weiter Ionen gebildet, so müßte eine Steigerung der elektromotorischen Kraft im Gase zuerst einen kontinuierlichen Anstieg im Strome verursachen, dann aber, da die alten Ionen, die beim Durchtritt erhalten wurden, vom Strom aufgezehrt würden und keine frischen als Ersatz der erzeugten vorhanden sind, würde der Strom allmählich abnehmen. Die Beziehung zwischen Stromstärke und Potentialdifferenz zeigt jedoch keineswegs dieses Verhalten, sondern enthält, wie die folgenden Zahlen zeigen, alle Charakteristika der Leitfähigkeit in einem Medium, in dem Ionen, und zwar in nahezu konstanter Menge, erzeugt werden; die Zahlen der folgenden Tabelle sind der Stromstärke proportional, die zwischen einem Draht längs der Achse des zylindrischen Gasometers, in welchem das Gas enthalten war, und den Wänden des Gefäßes gemessen wurde. Hierbei lag die durch die Zahlen der ersten Spalte der Tabelle angegebene Potentialdifferenz zwischen dem Draht und den Wänden des Gefäßes an. Man wird bemerken, daß für gleiche Potentialdifferenzen der Strom größer ist, wenn der Draht die positive Elektrode ist, als wenn er die negative ist.

Potentialdifferenz zwischen Draht und Gefäßwänden in Volt	Strom	
	Draht +	Draht −
1000	250	150
800	220	140
600	205	140
400	150	128
200	125	97
160	105	80
120	80	70
80	67	45
40	40	30

Die Differenz kann durch die Annahme erklärt werden, daß die negativen Ionen, die sich um die Kerne bilden, sich leichter durch das elektrische Feld aus ihrer Nachbarschaft freimachen als die positiven Ionen; das ist auch, was wir nach der größeren Beweglichkeit der negativen Ionen erwarten müßten, indem ein Teil der positiven Ionen an den Kernen haften bleiben konnte, und da diese fast unbeweglich sind, so werden die positiven Ionen, die auf diese Weise belastet sind, unbeteiligt am Strome bleiben.

Das Verhalten eines Gases, das solche beim Hindurchperlen durch Wasser mitgeführte Kerne enthält, ist weitgehend analog dem eines Gases, dem die Emanation des Thoriums beigemengt ist; die ionisierende Kraft der Kerne, die durch das Wasser hineingebracht sind, ist jedoch von viel größerer Dauer als die der Emanation; andererseits ist die Strahlung der Kerne viel weniger durchdringend als die der Emanation, denn ein Gas, welches durch Wasser hindurchgeperlt war, und das während 6 Stunden über eine photographische Platte hinwegging, hatte keinen Einfluß auf dieselbe. Ein Einfluß auf die Leitfähigkeit des Gases wurde nicht gefunden, wenn Luft durch Alkohol, Äther oder Terpentin hindurchperlte. Der Anstieg der Leitfähigkeit der Luft beim Kontakt mit den aus dem Wasser mitgeführten Kernen kann vielleicht das interessante Resultat, das Elster und Geitel[1]) fanden, erklären, daß die Luft in geschlossenen Gefäßen, in denen keine Zirkulation stattfindet, eine viel höhere Leitfähigkeit hat als die Luft in offenen Räumen. Denn möglich ist, daß diese Kerne langsam von den Wänden des Gefäßes aus diffundieren und so die Ionisation der Luft steigern. Ist die Erklärung, die oben von der Wirkung, die diese Kerne ausüben, gegeben ist, richtig, so müßte eine Erhöhung der Leitfähigkeit durch Kerne verschiedener Substanzen außer Wasser sich erzeugen lassen; das, was notwendig bei dieser Erklärung gefordert wird, ist, daß eine chemische Einwirkung zwischen Luft und Substanz, welche die Kerne bildet, stattfindet.

Radioaktives Gas im Brunnenwasser.

171 a. Kürzlich im Cavendish Laboratorium angestellte Experimente haben gezeigt, daß bei weitem der größere Teil der Leitfähigkeit, die durch Hindurchperlen von Luft durch Wasser erzeugt wird, der Anwesenheit eines radioaktiven Gases im Wasser zukommt. Der Betrag dieses Gases variiert sehr mit den Wasserproben, in frischem Quellwasser von verschiedenen Teilen Englands fand ich es in beträchtlicher Menge, während es sehr gering im Regenwasser oder im Oberflächenwasser ist. Dieses Gas wird frei, wenn Luft durch das Wasser perlt, es kann also durch Kochen des Wassers ausgetrieben werden; das so aus Wasser durch Kochen ausgetriebene Gas hat sehr hohe Leitfähigkeit. Wenn einmal das Gas aus dem Wasser entfernt ist, so bringt weiteres Kochen oder Hindurchperlen sehr wenig leitendes Gas zum Vorschein. Adams fand in einigen Experimenten im Cavendish Laboratorium, daß Wasser, nachdem es etwa eine Woche ruhig bedeckt dastand, seine Fähigkeit, radioaktives Gas abzugeben, in gewissem Grade wiedererhalten hatte, wobei das Maximum der Regeneration etwa 10% des vorher erhaltenen Gases betrug. Die

1) Elster u. Geitel, Physikal. Zeitschrift III, p. 76, 1901.

unabhängige Existenz dieses Gases wurde in folgender Weise dargetan. Eine große Menge starkleitenden Gases wurde in der Royal Institution von Professor Dewar verflüssigt, die so erhaltene Flüssigkeit wurde wieder verdampft, und das Gas, das zum Beginn der Verdampfung abgegeben wurde, sowie auch das, welches man erhielt, wenn die Flüssigkeit fast vollständig verdampft war, wurde gesammelt und untersucht; das zuerst abgegebene Gas wurde von viel geringerer Leitfähigkeit gefunden als vor der Verflüssigung, während das am Ende abgegebene Gas eine etwa 30 mal so große Leitfähigkeit hatte, wie vorher. Die Leitfähigkeit kann auch dem Gase dadurch entzogen werden, daß es langsam durch eine Röhre, die in flüssige Luft getaucht ist, hindurchgeht. Das radioaktive Gas gleicht sehr weitgehend der Emanation des Radiums; seine Aktivität wurde, wie Adams zeigte, auf die Hälfte ihres ursprünglichen Wertes in 4 Tagen reduziert. Das ist die gleiche Zeit, die für das Abklingen der Radiumemanation erhalten wurde; die induzierte Radioaktivität, die dem Gase vom Wasser zukommt, klingt auf ihren halben Wert in etwa 42 Minuten ab, also in der gleichen Zeit wie die eines negativ elektrisierten Drahtes in Luft. Nach Curie ist die Zeit, die die induzierte Radioaktivität des Radiums braucht, um auf die Häfte ihres Wertes zu sinken, 28 Minuten. Ich habe auch gefunden, daß, wenn zum Wasser, aus dem das Gas ausgetrieben war, bestimmte Substanzen, vor allem feingepulverte Ziegelsteine, der bläuliche Ton von Cambridge gault oder Gartenerde hinzugefügt werden, radioaktives Gas wiederum durch Kochen oder Durchperlen erhalten wird. Ich habe jedoch mit solchen Mitteln nicht, auch nur annähernd, eine Menge des Gases erhalten können, wie sie in dem Cambridger Trinkwasser ist.

Radioaktives Gas in Thermalquellen.

Ähnliche Versuche wie die Thomsons wurden von F. Himstedt[1]) angestellt. Er untersuchte speziell die Leitfähigkeit von Luft, die durch das Wasser einiger Thermalquellen geperlt war, und fand den Gehalt der Thermalquellen an radioaktiver Emanation außerordentlich viel größer als den gewöhnlichen Quellwassers. Namentlich ist die Murquelle in Baden-Baden sehr reich an absorbiertem radioaktiven Gase. Verschiedene Flüssigkeiten sind in verschiedenem Maße im stande, die Emanation durch sie hindurchperlender Luft zurückzuhalten. Ein besonders hohes Absorptionsvermögen besitzt das Petroleum, das 20 mal so viel Emanation als Wasser zurückhalten kann. Die Verteilung der Emanation folgt den Gasgesetzen, speziell dem Daltonschen bezw. Henryschen Gesetz, indem zwischen Emanationsgehalt des Wassers und dem der umgebenden Luft sich ein Gleichgewicht herstellt. Der Kondensationspunkt der Emanation liegt zwischen -145^0 und -150^0, was sehr für eine Identität mit Radiumemanation

Identität mit der Radiumemanation.

1) Himstedt, Ber. d. Naturf. Ges. Freib. i. Br. 13, p. 101, 1903; 14, p. 181, 1903.

spricht, für die nach Rutherford und Soddy der Kondensationspunkt -150^0 ist.

Diese Anschauung wird weiter dadurch gestützt, daß v. Traubenberg zeigen konnte, daß die Absorptionskoeffizienten in verschiedenen Flüssigkeiten für beide Emanationen nahe gleich sind.

Einfluß des leitenden Gases auf einen negativ elektrisierten Draht.

172. Wir haben (S. 303) gesehen, daß ein negativ elektrisierter Draht in einem Gas, das Thoriumemanation enthält, die Fähigkeit erhält, die Luft in seiner Nachbarschaft zu ionisieren, und diese Fähigkeit eine beträchtliche Zeit lang behält. Elster und Geitel haben gezeigt, daß die gleiche Eigenschaft durch einen negativ elektrisierten Draht erworben wird, der der offenen Luft oder der Luft in einer großen Höhle oder im Keller ausgesetzt wird, und daß der Effekt im letzteren Falle beträchtlich größer ist als in freier Luft. Ich habe gefunden, daß Wirkungen von ähnlichem Charakter durch negativ elektrisierte Drähte in Luft erzeugt werden, deren Leitfähigkeit durch das Hindurchperlen durch Wasser gesteigert worden ist. Ich prüfte zunächst den Einfluß einer negativen Elektrisierung des zentralen Drahtes in dem zylindrischen Gasometer, wenn das Gas in ihm im normalen Zustande war; der Draht wurde mit dem negativen Pole einer Wimshurstmaschine verbunden, deren anderer Pol an Erde gelegt war und auf einem Potential von etwa 30000 Volt während 6 Stunden gehalten; die Außenseite des Gasometers war dauernd geerdet. In diesem Falle konnte keine Änderung des Drahtes beobachtet werden, der Sättigungsstrom im Gasometer war der gleiche nach der Elektrisierung des Drahtes wie vorher, während in dem Falle, daß der Draht die Luft ionisiert hätte, der Sättigungsstrom größer geworden wäre; das Volumen der Luft in dem Gefäße war etwa $5 \cdot 10^5$ cbcm, es ist demnach zu klein, um die von Elster und Geitel in freier Luft oder in einem großen Raum beobachtete Erscheinung zu ergeben. Ich untersuchte zunächst den Einfluß, den eine beträchtliche Steigerung des Stromes im Gase während der negativen Elektrisierung des Drahtes hervorruft; diese Steigerung wurde dadurch erzielt, daß die Luft im Gasometer während der ganzen Zeit, während der der Draht mit der Wimshurstmaschine in Verbindung stand, Röntgenstrahlen ausgesetzt wurde. Die Strahlen erhöhen die Leitfähigkeit des Gases sehr beträchtlich, so daß die Zahl der positiven Ionen, die zum negativ elektrisierten Drahte kommen, stark vermehrt ist. In diesem Fall ergab sich nun nach Lösung des Drahtes von der Wimshurstmaschine und nach Aufhören der Strahlung, daß sich der Sättigungsstrom vergrößert hatte, die Vergrößerung betrug 15 bis 20 Prozent; daß dies einer Veränderung in der Eigenschaft des Drahtes

und nicht des Gases im Gefäß zuzuschreiben war, wurde dadurch gezeigt, daß der Draht durch einen ersetzt wurde, der nicht elektrisiert worden war, und daß alsdann der Sättigungsstrom seinen normalen Wert zeigte. Die Ionisation, die dem negativ elektrisierten Drahte zukommt (deren Vorhandensein sich durch den Anstieg des Sättigungsstromes ergibt), schwand allmählich und war nach etwa 45 Minuten nicht mehr merklich. Das Experiment wurde wiederholt, während der Draht mit dem positiven anstatt mit dem negativen Pole der Wimshurstmaschine verbunden war; aber in diesem Falle konnte auch nicht der leiseste Anstieg im Sättigungsstrom entdeckt werden. War die Luft infolge Hindurchperlens durch Wasser leitend, so wurden viel größere Effekte erzielt. Um diese zu messen, wurde ein zweites Gefäß benutzt, in dem die Luft auf normalem Zustande gehalten wurde; der Draht, der elektrisiert werden sollte, wurde in das Gefäß gebracht und der Sättigungsstrom im Gefäß gemessen, 1. bevor der Draht elektrisiert war, 2. nachdem der Draht in das Gasometer gebracht worden war, das die leitende Luft enthielt und nachdem er negativ elektrisiert war. In den meisten Fällen diente der Draht selbst als Elektrode im zweiten Gefäße. Wenn die Luft im Gasometer auf einen hochgradig leitenden Zustand durch das Hindurchperlen durch Wasser gebracht war, wurde der Draht, um im Gase untersucht zu werden, durch den negativen Pol der Wimshurstmaschine geladen; es ergab sich, daß selbst bei nicht mehr als halbstündiger Elektrisierung der Draht eine bedeutende Ionisationsfähigkeit erlangt hatte. So war, um ein Beispiel anzuführen, der Sättigungsstrom im zweiten Gefäß, vor der Elektrisierung des Drahtes, bei Benutzung des Drahtes als eine der Elektroden, 15, nach 30 Minuten negativer Elektrisierung stieg der Sättigungsstrom im Gasometer auf 75; also ein fünffacher Anstieg! Wenn der Draht positiv elektrisiert war, so war der Sättigungsstrom, der in dem zweiten Gefäß gemessen wurde, zwar auch größer, aber bei weitem nicht um so viel, als bei negativer Elektrisierung; es wurde keine Erhöhung der Leitfähigkeit erhalten, wenn der Draht nicht elektrisiert war. Das Ionisierungsvermögen, das der Draht erlangt, wenn er negativ elektrisiert wird, klingt nach Aufhören der Elektrisierung allmählich ab; der Grad des Abfalls variierte in verschiedenen Fällen etwas; im allgemeinen dauerte es etwa 40 Minuten, bis die Ionisation auf die Hälfte ihres Anfangswertes fiel. Wenn es auch bequem ist, den elektrisierten Draht als Elektrode in dem zweiten Gefäß zu benutzen, so ist es doch nicht notwendig, so zu verfahren; ein Anstieg im Sättigungswerte wird auch erhalten, wenn der Draht nurmehr in das zweite Gefäß gebracht und ein anderer Draht als Elektrode benutzt wird. Die Ionisationsfähigkeit scheint unabhängig vom Material, aus dem der negativ elektrisierte Körper gemacht ist; das folgende Experiment illustriert dies. Vier Drähte,

Unabhängigkeit vom Material des Drahtes.

einer aus Kupfer, einer aus Zink, einer aus mit Natriumamalgam bedecktem Kupfer und einer aus Kupfer, das mit einer Schicht von Glyzerin und Wasser bedeckt war, wurden metallisch miteinander verbunden, in symmetrischen Lagen in das Gasometer gebracht und negativ elektrisiert; diese Drähte wurden dann getrennt als Elektroden benutzt, indem zwei Gefäße verwandt wurden, und alle ergaben nahezu gleiche Stromstärken, die viel größer waren als die normalen.

Widerstandsfähigkeit des Ionisierungsvermögens des Drahtes.

173. Wenn der Draht einmal durch die negative Elektrisierung in den Zustand versetzt ist, in dem er das umgebende Gas ionisiert, so bleibt er auch bei sehr gewaltsamer Behandlung in diesem Zustande und kann mit Wasser gewaschen und dann mit Filtrierpapier getrocknet werden, ohne diese Fähigkeit zu verlieren; er kann auf helle Rotglut erhitzt werden, ohne viel Einbuße an seiner ionisierenden Kraft zu erleiden; ein amalgamierter Draht wurde erhitzt, bis das Quecksilber ausgetrieben war, und hatte trotzdem noch seine Aktivität behalten. Wenn jedoch der aktivierte Draht mit Sandpapier abpoliert wird, so daß die äußere Schicht entfernt wird, oder wenn in dem Falle, daß der Draht mit einer Schicht Wasser bedeckt war, das Wasser abgeschüttelt wird, so verliert der Draht seine Aktivität. Die ionisierende Fähigkeit des Drahtes entspricht einer sehr leicht absorbierbaren Strahlungsart, indem etwa die Hälfte der Strahlung von einer Luftschicht von Atmosphärendruck von etwa 2 cm Dicke absorbiert wird; die Strahlung kann durch dünne Schichten Aluminiumfolie hindurch wahrgenommen werden.

Die Eigenschaften eines Drahtes, der negativ elektrisiert in ein leitendes Gas gebracht wird, sind weitgehend analog denen eines negativ elektrisierten Drahtes, der in freie Luft oder in Luft, die eine Emanation enthält, hineingebracht wurde. Die Radioaktivität wird in diesen Fällen gewöhnlich einer radioaktiven Substanz zugeschrieben, die sich an den Draht anhängt. Es gibt Anzeichen dafür, daß in dem Falle, daß Luft durch Wasser hindurchperlt, die Luft aus dem Wasser ein radioaktives Gas mit sich fortführt, das durch Kochen des Wassers aus diesem entfernt werden kann. So habe ich gefunden, daß die Leitfähigkeit, die durch die Luft erworben wird, beträchtlich mit den verschiedenen Wasserproben variiert. Die Leitfähigkeit, die durch Cambridger Brunnenwasser erzeugt wird, ist sehr groß, obwohl der Niederschlag, der erhalten wurde, wenn man das Wasser zur Trockne verdampfte, nicht beträchtlich radioaktiv ist; bei Regenwasser ist der Anstieg der Leitfähigkeit sehr gering, er wächst, wenn gewisse Salze, wie Bleinitrat, in Wasser gelöst werden. Ich fand einen geringen, aber merklichen Anstieg der Leitfähigkeit bei Wasser, welches durch Verbrennung von Leuchtgas erhalten war.

Die Leitfähigkeit wird von der Luft beibehalten, wenn sie durch

poröse Pfropfen hindurchgeht. Da also der radioaktive Bestandteil durch einen porösen Pfropfen diffundieren kann, so ist es möglich, durch Messung der Diffusion, die Dichte der Emanation zu bestimmen. Aus dem Vergleich der Diffusion der Emanation mit der der Kohlensäure durch die gleiche Platte ergab sich, daß die Dichte der Emanation zwischen dem 5 und 6fachen der der Kohlensäure lag.

Möglichkeit einer Radioaktivitätserzeugung durch Änderung des Zustandes eines Metalles.

Folgende Überlegungen sprechen dafür, daß gewisse Veränderungen des physikalischen Zustandes einen Körper radioaktiv machen können, unabhängig davon, daß ein Niederschlag einer eigentlichen radioaktiven Substanz auf ihm entsteht. Wir haben bei der Betrachtung der Erscheinungen der Elektrizitätserzeugung durch Metalle und beim photoelektrischen Effekt ein Metall, das in normalem Zustande ist, als mit negativen Elektronen angefüllt betrachtet; bei gewöhnlichen Temperaturen haben diese Elektronen nicht hinreichende kinetische Energie, um sie in den Stand zu setzen, die Attraktion des Metalles zu überwinden und aus dem Metall in das umgebende Gas herauszuschießen; wenn jedoch die kinetische Energie der Elektronen hinreichend anwächst, entweder durch Temperaturerhöhung des Metalles oder durch Einfluß des ultravioletten Lichtes, so kommen sie heraus und erzeugen elektrische Effekte. Nun wird im Falle des negativ elektrisierten Drahtes, der in ein leitendes Gas gebracht wird, ein Zustand an der Oberfläche des Metalles geschaffen, der dem Entweichen der Elektronen in das Gas zu Hilfe kommt. Denn infolge der negativen Elektrisierung des Drahtes wandern die positiven Ionen zum Drahte; angenommen, einige von diesen würden nicht entladen, sondern würden sich an den Draht geladen heranlegen, so würden sie eine Schicht positiver Elektrizität dicht an der Oberfläche des Metalles bilden, die positive Elektrisierung wird negative auf dem Metalle induzieren, so daß an der Oberfläche des Drahtes zwei entgegengesetzt elektrisierte Schichten eng beieinander sich befinden, die negative Schicht im Drahte, die positive außen; so wird ein starkes elektrisches Feld dort an der Drahtoberfläche vorhanden sein, das dahin wirkt, die negative Elektrizität aus dem Drahte herauszutreiben und so das Metall in eine Kathode zu verwandeln, die Kathodenstrahlen emittiert; wenn diese Elektronen sich mit hinreichender Geschwindigkeit bewegen, um das Gas, durch welches sie wandern, zu ionisieren, so wird das Gas rings um das Metall von positiven und negativen Ionen umgeben und wird so imstande sein, positive und negative Elektrizität vom Drahte zu entladen. Ist die kinetische Energie der herauskommenden Elektronen nur gering, so daß sie nicht imstande sind, die Moleküle des Gases, auf die sie treffen, zu ionisieren, so wäre zu erwarten, daß der Draht negative Elektrizität leichter als positive entlädt, denn die positive Elektrizität würde in diesem Falle durch die positiven Ionen zur äußeren Belegung der Doppelschicht getragen

werden müssen, und die Experimente, die wir beschrieben haben, zeigen, daß dies großen Schwierigkeiten begegnet.

Wirkung einer Doppelschicht auf die Aktivierungsfähigkeit.

174. Die von H. A. Wilson (S. 190) angestellten Messungen zeigen, daß die Ionisierung eines Moleküls einen Aufwand an Energie erfordert, der äquivalent der Arbeit ist, die geleistet wird, wenn die Ladung eines Ions sich durch ein Gefälle von 2 Volt hindurchbewegt; wir sehen demnach, daß, um den Elektronen hinreichende Energie zu erteilen, die sie befähigt, das Gas, durch welches sie hindurchkommen, zu ionisieren, eine Potentialdifferenz zwischen der positiven und der negativen Schicht von wenigstens 2 Volt vorhanden sein muß. Wenn die Potentialdifferenz zwischen diesen Schichten diesen Wert übersteigt, so werden die Elektronen, die aus dem Metall herausgedrängt sind, das Gas ionisieren; die Elektronen der Kathodenstrahlen in einer Vakuumröhre erlangen eine Geschwindigkeit, die einem Gefälle durch viele hundert Volt entspricht; da nun ihre Geschwindigkeit beträchtlich die der Elektronen, die dem Metall durch die Doppelschicht entzogen sind, übertrifft, so entsprechen die Elektronen von der Doppelschicht einer sehr langsamen und leicht absorbierbaren Kathodenstrahlung. Wenn diese Anschauungen zutreffend sind, so ist es nicht notwendig, anzunehmen, daß sämtliche Fälle induzierter Radioaktivität einem Niederschlage radioaktiver Substanz zuzuschreiben sind; die Bildung einer entsprechenden elektrischen Doppelschicht an der Oberfläche einer Substanz würde ebenfalls diese Eigenschaft der Substanz erteilen.

Die Aktivität der elektrolytischen Doppelschicht.

175. Die Existenz einer Doppelschicht der Elektrizität ist für bestimmte Fälle lange bekannt; mit Hilfe einer solchen Doppelschicht wird ja die Polarisation der Elektroden, die in einen Elektrolyt getaucht sind, gewöhnlich erklärt; es schien demnach von Interesse zu versuchen, ob solche Elektroden irgend welche Eigenschaften analog denen besitzen, die ein Draht hat, der in einem leitenden Gase elektrisiert worden ist. Zwei Platindrähte wurden in verdünnte Schwefelsäure gebracht und ein Strom von etwa 1 Ampère durch die Säure geschickt; die Drähte dienten während einer halben Stunde als Elektroden, wurden dann herausgenommen, mit Filtrierpapier getrocknet und geprüft, um zu sehen, ob eine Ionisation durch sie in der umgebenden Luft erzeugt wurde; in manchen Fällen ergab sich beträchtliche Ionisation in der Luft um den Draht herum, der als negative Elektrode gedient hatte (der, an den Wasserstoffionen herankommen), aber in keinem Falle konnte ein solcher Effekt in der Nähe des Drahtes beobachtet werden, der positive Elektrode gewesen war. Der Ionisationsgrad um den Draht herum, der als negative Elektrode verwandt wurde, variierte beträchtlich, selbst dann, wenn die Inten-

sität und die Dauer des Stromes zwischen den Elektroden in den aufeinanderfolgenden Versuchen die gleiche war; in einigen wenigen Fällen schien die Ionisation vollständig zu fehlen; wenn sie aber vorhanden war, so schwand sie viel schneller dahin als für einen Draht, der in Luft negativ elektrisiert war, und wurde durch Prozesse zerstört, die schwerlich den Draht angriffen.

Elektrisierung, die durch Hindurchperlen von Luft durch Wasser, durch Zerplatzen von Tropfen, durch Freiwerden von Gasen, durch chemische Einwirkung oder durch Elektrolyse erzeugt wird.

Zerplatzen von Tropfen

176. Die vorhergehenden Experimente beziehen sich auf die Leitfähigkeit der Gase und zeigen, daß der Prozeß des Hindurchperlens durch Wasser positive und negative Ionen im Gase erzeugt; die Elektrisierung des Gases, also der Überschuß der Zahl der einen über die der anderen Ionen, war vorher Gegenstand vieler Untersuchungen. So hat Lord Kelvin[1]) gezeigt, daß Luft, die durch Wasserstoff perlt, eine negative Ladung mit sich führt, und daß der Betrag dieser Ladung von der Reinheit des Wassers abhängig ist, daß ferner das Hinzufügen von Salzen oder Säuren zum Wasser die Erscheinung abschwächt und in einigen Fällen das Vorzeichen der Elektrisierung umkehrt. Ein hiermit engverknüpfter Effekt, der beim Zerplatzen von Tropfen auftritt, wurde früher von Lenard[2]) untersucht, dessen Aufmerksamkeit auf diese Frage durch die wohlbekannte Tatsache gelenkt wurde, daß in den Erscheinungen der atmosphärischen Elektrizität am Fuße eines Wasserfalles, wenn das Wasser auf Felsen fällt und zerstäubt, etwas Besonderes eintritt. Lenard fand, daß wenn ein Wassertropfen auf einer Platte zerplatzte, dem Wasser eine positive Ladung erteilt wird, während die umgebende Luft negativ elektrisiert wird. Der Betrag der Elektrisierung wird merklich durch die Reinheit des Wassers beeinflußt; so fand Lenard, daß, während der Einfluß bei dem außerordentlich reinen Wasser Heidelbergs sehr ausgeprägt war, er fast unmerklich bei dem weniger reinen Wasser in Bonn war. Er fand ferner, daß das Zerplatzen einer schwachen Lösung von Natriumchlorid positive, anstatt negative Elektrisierung in der Luft hervorrief, so daß, während das Zerplatzen der Regentropfen die Luft negativ elektrisiert, das Brechen der Wellen an der Seeküste sie positiv elektrisiert.

Bei einigen Experimenten, die ich über diesen Gegenstand[3]) anstellte, fand ich, daß die Effekte, die durch außerordentlich geringe

1) Lord Kelvin, Proc. Roy. Soc. 57, p. 335, 1894.
2) Lenard, Wied. Ann. 46, p. 584, 1892.
3) J. J. Thomson, Phil. Mag. V, 37, p. 341, 1894.

Spuren einer Substanz hervorgerufen werden, außerordentlich groß sind; so fand ich, daß Rosanilin, das ja ein außerordentlich wirksames Färbemittel ist, in einer Konzentration im Wasser mit Hilfe des elektrischen Einflusses nachgewiesen werden konnte, bevor irgend eine Veränderung in der Farbe sichtbar war.

Kosters[1]) fand, daß, während Luft, die durch reines Wasser perlte, negativ elektrisiert wurde, die Hinzufügung von 0,007% haltiger schwefliger Säure zu dem Wasser die Luft, die hindurchkam, elektrisch neutral machte, während bei Hinzufügung von mehr Säure die Luft positiv elektrisiert wurde, obwohl der Betrag der Elektrisierung klein war im Verhältnis zu der negativen Elektrisierung, die beim Hindurchperlen durch reines Wasser erhalten wurde.

Der Einfluß des Hinzufügens von Salzen und Säuren zum Wasser auf die Elektrisierung der Luft, die durch dasselbe hindurchgeht, wurde auch von Lord Kelvin, Maclean und Galt[2]) untersucht.

Der Anstieg der Leitfähigkeit der Luft beim Durchgang durch Wasser ist nicht entfernt so empfindlich gegen Verunreinigungen des Wassers wie die Ladung, die von der Luft fortgetragen wird. So konnte ich keinen merklichen Unterschied in der Leitfähigkeit finden, wenn Salz, Rosanilin oder Methylviolett dem Wasser zugesetzt wurde, obwohl die Stärke und oft das Vorzeichen der Ladungen, die von Luft, die durch die Lösung hindurchperlte, mitgeführt wurde, sehr variierte. Sehr verschiedene Überlegungen sind zur Erklärung der Leitfähigkeit, die der Luft durch das Wasser erteilt wird, und der Ladung, die ihr beim Zerplatzen oder beim Durchperlen erteilt wird, heranzuziehen. Der erstere Fall entspricht einem stationären Zustande, der während Stunden, und oft während Tagen nach dem Durchgange der Luft durch das Wasser andauert. Der letztere ist ohne Zweifel wesentlich durch ein Etwas beeinflußt, was in dem Moment eintritt, wenn eine frische, reine Oberfläche sich bildet. Ihre Bildung geschieht entweder beim Hindurchperlen der Tropfen, die sich ihren Weg durch die Flüssigkeit erzwingen, oder bei der Oberflächenvergrößerung, die zum schließlichen Zerplatzen der Tropfen führt.

Lenard[3]) fand, daß freie Elektrizität bei verschiedenen Flüssigkeiten außer bei Wasser und wässerigen Lösungen auftritt; so erzeugt Quecksilber einen sehr starken Effekt von demselben Vorzeichen wie Wasser; wenn Quecksilber heftig in einer Flasche geschüttelt, und die Luft abgepumpt wird, so findet man, daß sie stark negativ geladen ist; Terpentin gibt ebenfalls einen sehr starken Effekt von entgegengesetztem Vorzeichen wie Wasser; die Luft wird positiv, das

1) Kosters, Wied. Ann. 49, p. 12, 1899.
2) Lord Kelvin, Maclean und Galt, Phil. Trans. A. 1898.
3) Lenard, Wied. Ann. 46, p. 584, 1892.

Terpentin negativ elektrisiert. Auch das Zerplatzen von Schwefelkohlenstoff gibt Veranlassung zu beträchtlicher Elektrisierung; das Vorzeichen ist das gleiche wie bei Wasser.

Die Natur des die Tropfen umgebenden Gases hat auch einen sehr beträchtlichen Einfluß auf die Elektrisierung; so fand Lenard, daß die Elektrisierung, die beim Zerplatzen von Wassertropfen auftritt, die von Wasserstoff umgeben sind, viel geringer war, als wenn die Wassertropfen von Luft umgeben waren; als ich sehr sorgfältig gereinigtes Wasserstoffgas benutzte, erhielt ich nur eine sehr geringe Elektrisierung, und zwar von entgegengesetztem Vorzeichen wie Luft.

Elektrisierung durch chemische Wirkung.

In vielen Fällen chemischer Aktion, bei denen Gase an der Reaktion beteiligt sind, tritt Elektrisierung des Gases auf. Pouillet[1]) war der erste, der ein Beispiel hierfür entdeckte; er fand, daß während ein Kohlezylinder brannte, die Luft um den Zylinder positiv ist, während der Zylinder selbst negativ elektrisiert wird. Lavoisier und Laplace[2]) zeigten, daß die gleiche Erscheinung eintritt, wenn Kohle glüht. Pouillet[3]) fand, daß, wenn ein Strahl Wasserstoff in Luft brennt, positive Elektrisierung in der umgebenden Luft stattfindet, negative im Wasserstoff. Lavoisier und Laplace[4]) fanden, daß, wenn Wasserstoff durch die Einwirkung von Schwefelsäure auf Eisen sehr rapide frei wird, starke positive Elektrisierung im Gase auftritt. In diesem letzten Falle ist die Erklärung der Resultate durch die elektrischen Effekte, die beim Hindurchperlen des Gases durch Flüssigkeiten erzeugt werden, erschwert. Diese sind jedenfalls sehr beträchtlich, wenn das Gas in kleinen Blasen frei wird, da ja gerade der günstigste Fall, um beträchtliche Elektrisierung in einem gegebenen Volumen Luft zu erhalten, das Hindurchperlen kleiner Luftblasen durch Flüssigkeiten ist. Dieser und andere Fälle der Elektrisierung durch chemische Einwirkungen wurden von Enright[5]) und Townsend[6]) untersucht. Letzterer zeigte, daß der Wasserstoff, der aus Schwefelsäure und Eisen erzeugt wird, seine Elektrisierung beibehielt, nachdem er durch Röhren, die mit dichten Pfropfen Glaswolle angefüllt waren, hindurchgegangen war, wodurch bewiesen ist, daß die Elektrisierung nicht durch die feine Zerstäubung, die durch das Bersten der

1) Pouillet, Pogg. Ann. 2, p. 422.
2) Lavoisier u. Laplace, Phil. Trans. 1782.
3) Pouillet, Pogg. Ann. 2, p. 426.
4) Lavoisier u. Laplace, Mémoires de l'Académie des Sciences 1782.
5) Enright, Phil. Mag. V, 29, p. 56, 1890.
6) Townsend, Proc. Camb. Phil. Soc. IX, p. 345, 1898; Phil. Mag. V, 45, p. 125, 1898.

Blasen eintritt, verursacht sein kann, da ja die Zerstäubung von der Glaswolle zurückgehalten wird. Townsend zeigte auch, daß, wenn Chlor bei der Einwirkung von Salzsäure auf Mangandioxyd frei wird, das Chlor stark positiv geladen ist, und daß der Sauerstoff, der durch Erhitzen von Kaliumpermanganat erzeugt wird, eine starke positive Ladung mit sich führt.

Frisch hergestellte Gase.

Townsend hat gezeigt, daß Gase, die durch Elektrolyse frei werden, beträchtliche elektrische Ladungen mit sich führen. So ist der Wasserstoff, der bei der Elektrolyse von Schwefelsäure, bei Temperaturen von 40 oder 50° C, entwickelt wird, stark positiv geladen; die Ladung des Sauerstoffes ist hiergegen außerordentlich klein, sie ist aber ebenfalls positiv. Wenn diese Gase bei der Elektrolyse von Kalilauge frei werden, so ist die Elektrisierung des Wasserstoffes sehr gering, während die des Sauerstoffes viel größer und negativ ist: sie wächst schnell mit der Temperatur; die Natur der Elektrode hat auch einen sehr beträchtlichen Einfluß auf die Stärke der Elektrisierung der Gase. Diese Resultate, sowie die der Elektrisierung der Gase, die durch die Einwirkung von Säuren auf Metall frei werden, lassen sich als Folge der elektrischen Effekte, die bei dem Hindurchperlen des Gases durch die Flüssigkeit auftreten, erklären. Kosters[1]), der ebenfalls diesen Gegenstand untersucht hat, schreibt den größten Teil der Elektrisierung diesem Hindurchperlen zu.

Natur der Träger der Ladungen.

Townsend[2]) fand, daß die elektrisierten Gase die charakteristische Eigenschaft besitzen, Wolken zu bilden, wenn sie durch ein Gefäß mit Wasserdampf hindurchkommen; diese Wolke wird selbst dann erzeugt, wenn die Luft im Gefäße weit ab von der Sättigung mit Feuchtigkeit ist, und ihr Zustandekommen erfordert keine Temperaturerniedrigung, die auftritt, wenn die Luft im Gefäße expandiert wird. Townsend fand, daß, im Falle, daß das durch Elektrolyse frei werdende Gas nicht geladen war, auch kein Nebel auftrat, und daß das Gewicht der erzeugten Wolke proportional der Ladung des Gases war. Wolken bilden sich jedoch in einigen Fällen, in denen keine Ladungen bemerkbar sind; so zeigte H. A. Wilson[3]), daß, wenn Lösungen von Salzen oder Säuren oder selbst von Zucker oder Glyzerin durch einen Gouyschen Zerstäuber in ein Gefäß zerstäubt werden und alsdann die Luft vom Gefäß durch Schwefelsäure hindurchgeht, sich eine Wolke bildet, wenn die Luft in eine feuchte Atmosphäre austritt. Der Grund hierfür scheint sehr klar; obwohl der Durchgang durch die Schwefelsäure die Lösung der Tropfen des Wassers beraubt, so wird doch die Säure oder das Salz in den Tropfen

1) Kosters, Wied. Ann. 69, p. 12, 1899.
2) Townsend, Proc. Camb. Phil. Soc. IX, p. 345, 1897.
3) H. A. Wilson, Phil. Mag. V, 45, p. 454, 1898.

mit der Luft durch die Schwefelsäure fortgeführt; wenn diese in die feuchte Atmosphäre ausströmt, so kondensiert sich das Wasser um das Salz oder die Säure und bildet einen Tropfen der Lösung, so daß die Tropfen in der Wolke nicht reines Wasser sind, sondern Lösungen, und da der Dampfdruck für diese Lösung kleiner als für reines Wasser ist, so verdampfen die Tropfen nicht, selbst dann nicht, wenn die Atmosphäre nicht mit Feuchtigkeit gesättigt ist. Meißner[1]) hat auch Wolkenbildung beschrieben, die nicht von Elektrisierung begleitet ist, die sich bildet, wenn Luft, die Ozon enthält, durch eine Lösung von Kaliumjodid hindurchgeht. Dies kann in ähnlicher Weise erklärt werden, wenn man annimmt, daß das Ozon, welches auf das Kaliumjodid einwirkt, eine Substanz erzeugt, die sich leicht in Wasser löst, wenn sie mit ihm in Berührung kommt. Ich glaube, daß eine ähnliche Erklärung für die Wolken, die durch elektrisiertes Gas sich bilden, zutreffend ist, denn die Träger der Elektrizität sind offenbar komplizierte Körper von sehr beträchtlicher Größe, da ja Townsend[2]) fand, daß die Geschwindigkeit dieser Träger in einem Potentialfall von 1 Volt pro cm nur etwa $^1/_{8000}$ von der Beweglichkeit von solchen Ionen war, die durch die Einwirkung der Röntgenstrahlen auf das Gas sich bilden. Wenn wir annehmen, daß diese Systeme sich im Wasser lösen, wie eine Säure oder ein Salz, und den Dampfdruck erniedrigen, so würde der Prozeß, durch den die Wolke sich bildet, derselbe wie der in H. A. Wilsons Experiment sein.

Townsend maß die Fallgeschwindigkeit der Tropfen, ihr Gewicht und die Größe der Elektrisierung, die sie tragen; die erste dieser Messungen ergibt die Größe eines Tropfens, die zweite die Zahl der Tropfen und die dritte die Ladung eines Tropfens; er fand unter der Annahme, daß ein jeder Tropfen geladen ist, daß die Größe der Ladung des Trägers der Elektrizität bei elektrolytischem Sauerstoff etwa $1{,}5 \cdot 10^{-10}$ elektrostatische Einheiten ist.

Ionisation, die durch die Bewegung negativer Elektronen erzeugt wird.

177. Die Bewegung negativer Elektronen spielt eine außerordentlich wichtige Rolle bei den elektrischen Eigenschaften der Gase; wir haben schon gesehen, daß sie von fundamentaler Wichtigkeit bei den Phänomen ist, die im Zusammenhang mit den glühenden Körpern und mit den photoelektrischen Effekten stehen, und wir werden in der Folge finden, daß sie von gleicher Wichtigkeit bei den Erscheinungen sind, die bei der Funkenbildung und Entladung in Vakuum-

1) Meißner, Jahresb. f. Chemie 1863, p. 126; cf. Townsend, Proc. Camb. Phil. Soc. X, p. 52, 1899.

2) ib. p. 345, 1897.

röhren beobachtet werden, also in solchen Fällen, wo die Leitfähigkeit des Gases durch das elektrische Feld selbst erzeugt ist: Es ist demnach wünschenswert, die Gesetzmäßigkeit der durch die Bewegung der Ionen erfolgenden Ionisation zu erörtern, unabhängig von der Erzeugungsart der Ionen.

Die Tatsache, daß Gase, die von Lenardstrahlen durchquert werden, elektrisierte, positive oder negative Körper entladen, zeigt, daß die sich sehr schnell bewegenden Elektronen, aus denen diese Strahlen bestehen, ein Gas ionisieren, wenn sie durch dasselbe hindurchtreten. Die Ionisierung eines Gases, die beim Durchgang durch dasselbe von Kathodenstrahlen in einer Vakuumröhre erzeugt wird, wurde vom Autor[1]) erwiesen, indem er die Anordnung, die in Fig. 86 dargestellt ist, benutzte.

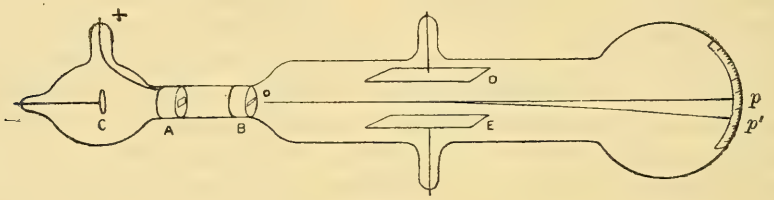


Fig. 86.

Ein ausgeblendeter Kathodenstrahl, der von der Kathode C kam, passierte zwei Metallpflöcke, in denen sich Einschnitte befanden und die an Erde gelegt waren, und ging alsdann zwischen zwei parallelen Platten D, E hindurch; eine dieser Platten war mit einem Pole einer Batterie verbunden, deren anderer Pol an Erde gelegt war, und die andere Platte mit einem Paar der Quadranten eines Elektrometers, deren anderes Paar an Erde lag; die Platten wurden so angeordnet, daß der ausgeblendete Kathodenstrahl keine von ihnen treffen konnte. Wenn die Kathodenstrahlen nicht zwischen den Platten hindurch gingen, war kein merklicher Strom zwischen den Platten vorhanden, wenn aber die Strahlen zwischen den Platten ihren Weg nahmen, so war der Strom, wenn der Druck des Gases nicht zu niedrig war, sehr merklich. Die Beziehung zwischen Stromstärke und Potentialdifferenz zwischen den Platten war die für ionisierte Gase charakteristische; der Strom erreichte sehr bald seinen Maximalwert, über den er bei beträchtlicher Variation der Potentialdifferenzen nicht gesteigert werden konnte; wenn der Druck sehr niedrig war, so wurde der Strom zwischen den Platten sehr klein, da nur sehr wenige Moleküle vorhanden waren, die von den Kathodenstrahlen getroffen und ionisiert werden konnten. Dieses Beispiel und das der Lenardstrahlen zeigt, daß schnell sich bewegende Elektronen das Gas, durch welches sie

Minimum der Elektronengeschwindigkeit, die zum Ionenstoß erforderlich ist.

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. V, 44, p. 293, 1897.

kommen, ionisieren. Da nun eine bestimmte Energiemenge erforderlich ist, um ein Molekül des Gases zu ionisieren, so ist klar, daß die Ionisation nicht eintreten wird, bis das Elektron eine Energie besitzt, die einen bestimmten Wert übersteigt, sich also mit einer bestimmten Geschwindigkeit bewegt; wenn wir annehmen, daß die Arbeit, die erforderlich ist, um ein Gas zu ionisieren, diejenige ist, die notwendig ist, um die Ionenladung durch eine Potentialdifferenz von zwei Volt zu bewegen, so ist die minimale Geschwindigkeit, die ein Elektron haben muß, bevor es die Moleküle eines Gases durch Stoß ionisieren kann, etwa $6{,}3 \cdot 10^7$ cm/Sek. Wenn irgend welche Elektronen in einem Gase, auf das ein elektrisches Feld wirkt, vorhanden sind, so werden die Elektronen unter der Einwirkung der elektrischen Kraft sich bewegen, und wenn sie unter dieser Kraft eine Geschwindigkeit erreichen, die größer als die minimale Geschwindigkeit ist, die erforderlich ist, um das Gas zu ionisieren, so werden die Elektronen neue Ionen erzeugen, und auch die neuen wieder werden andere erzeugen; so wird das Gas schnell zum Leiter. Die Geschwindigkeit, die von einem Elektron in einem elektrischen Felde erreicht wird, wird nicht nur von der Intensität des elektrischen Feldes, sondern auch von der freien Weglänge der Elektronen abhängig sein; nach einem Zusammenstoß wird die Bewegungsrichtung des Elektrons verändert, und möglich ist, daß sie sich umkehrt. In diesem Fall wird die Wirkung des elektrischen Feldes nach dem Zusammenstoß darin bestehen, die Geschwindigkeit, die das Teilchen durch das elektrische Feld vor dem Zusammenstoß erhalten hat, zu zerstören; diese Überlegung zeigt, daß die maximale kinetische Energie, die den Elektronen mitgeteilt wird, gleich der Arbeit sein wird, die auf das Elektron vom elektrischen Felde geleistet wird, wenn das Elektron sich über eine Strecke bewegt, die vergleichbar mit seiner freien Weglänge ist. Demnach wird die kinetische Energie, die ein Elektron durch ein gegebenes elektrisches Feld erhält, wenn die freie Weglänge groß ist, wenn also der Druck des Gases niedrig ist, größer sein, als wenn die freie Weglänge klein, der Druck des Gases also hoch ist; es ist demnach viel leichter, ein Gas durch Ionenstoß zum Leiter zu machen, wenn der Druck niedrig ist, als wenn er hoch ist; diese Überlegungen wurden zuerst vom Verfasser in einer Abhandlung vor der Cambridge Philosophical Society im Januar 1900 niedergelegt.

178. Die mathematische Entwicklung dieser Ideen wurde bereits auf pag. 237 gegeben; dort ist gezeigt, daß für den Fall, daß die Ionen sich alle parallel der x-Achse unter einer elektrischen Kraft X bewegen, und daß die einzige Quelle der Ionisation im Gase die negativen Elektronen sind,

$$\frac{d}{dx}(n \cdot u) = \frac{nu}{\lambda}\{f(Xe\lambda) - \gamma\}$$

ist, wo n die Zahl der Elektronen, u ihre Geschwindigkeit parallel der x-Achse und zur elektrischen Kraft, λ die mittlere freie Weglänge des Elektrons ist; $f(Xe\lambda)$ ist das Verhältnis der Zahl der Fälle, in denen die Zusammenstöße zur Ionisation führen, zur ganzen Zahl der Zusammenstöße; γ ist das Verhältnis der Zahl der Fälle, in denen der Zusammenstoß zu einer Rekombination der Elektronen führt, zur Gesamtzahl der Zusammenstöße. Da nun $(nu/\lambda)f(Xe\lambda)$ die Zahl der durch die Elektronen pro Zeiteinheit neu erzeugten Ionen ist, und da sie sich in dieser Zeit u cm weit bewegen, so ist $f(Xe\lambda)$ die Zahl der Ionen, die von einem Elektron erzeugt werden, wenn es sich über 1 cm bewegt; wenn wir diese Quantität mit α bezeichnen, so erhalten wir:

$$\frac{d}{dx}(n \cdot u) = n \cdot u\left(\alpha - \frac{\gamma}{\lambda}\right) \quad \text{oder} \quad nu = C\varepsilon^{\left(\alpha - \frac{\gamma}{\lambda}\right)x},$$

wo C der Wert von nu für $x = 0$ ist.

Wenn das Feld stark genug ist, daß die Elektronen die Elektroden erreichen, bevor sie Zeit haben, sich zu rekombinieren, so ist $\gamma = 0$, und wir haben

$$nu = C \cdot \varepsilon^{\alpha x};$$

nu ist die Größe der negativen Elektrizität, die in der Zeiteinheit durch die Querschnittseinheit einer Ebene rechtwinklig zur x-Achse in einer Entfernung x vom Anfang geht, und kann dadurch gemessen werden, daß man eine Metallplatte in dieser Entfernung anbringt, sie mit einem Elektrometer verbindet und mit Hilfe dieses Instrumentes die Schnelligkeit, mit der die negative Elektrizität die Platte auflädt, feststellt. Eine sehr wertvolle Experimentalreihe über diesen Effekt des Ionenstoßes wurde von Townsend[1]) und Townsend und Kirby[2]) angestellt, die die Werte von α für Gase bei verschiedenem Druck und für elektrische Felder von verschiedener Intensität bestimmt haben. Die folgenden Werte von α wurden von Townsend für Luft gefunden:

Zahl der Ionen, die pro cm Weg von einem Ion erzeugt werden, in Abhängigkeit vom Druck.

X Volt per cm	Druck 0,17 mm α	Druck 0,38 mm α	Druck 1,10 mm α	Druck 2,1 mm α	Druck 4,1 mm α
20	0,24	—	—	—	—
40	0,65	0,34	—	—	—
80	1,35	1,3	0,45	0,13	—
120	1,8	2,0	1,1	0,42	0,13
160	2,1	2,8	2,0	0,9	0,28
200	—	3,4	2,8	1,6	0,5
240	2,45	3,8	4,0	2,35	0,99
320	2,7	4,5	5,5	4,0	2,1
400	—	5,0	6,8	6,0	3,6
480	3,15	5,4	8,0	7,8	5,3
560	—	5,8	9,3	9,4	7,1
640	3,25	6,2	10,6	10,8	8,9

1) Townsend, Phil. Mag. VI, 1, p. 198, 1901.
2) Townsend und Kirby, ib. p. 630.

Demnach sehen wir, daß für einen gegebenen Wert von X, α mit dem Drucke zu wachsen anfängt, dann ein Maximum bei einem bestimmten Druck erreicht und schließlich bei wachsendem Druck wieder abnimmt; wir sehen ferner, daß, je größer der Wert von X ist, um so höher der Druck ist, bei welchem α ein Maximum erreicht. Die Werte, die für α bei den beiden niedrigsten Drucken erhalten sind, zeigen, daß wenn die Kraft wächst, α sich einem konstanten Werte nähert.

Diese Resultate folgen sämtlich aus der Beziehung, die wir für α abgeleitet haben, denn α war gleich

$$\alpha = \frac{f(Xe \cdot \lambda)}{\lambda}.$$

Wenn X konstant ist, so ist bei dem Druck, bei dem α ein Maximum ist

$$\frac{d\alpha}{d\lambda} = 0$$

oder

$$\frac{f'(Xe\lambda)Xe}{\lambda} - \frac{f(Xe\lambda)}{\lambda^2} = 0, \tag{1}$$

wo

$$f'(Xe\lambda) = \frac{d \cdot f(Xe\lambda)}{d \cdot Xe\lambda}.$$

Gleichung 1 kann geschrieben werden:

$$Xe\lambda f'(Xe\lambda) = f(Xe\lambda). \tag{2}$$

Diese Gleichung liefert den Wert von λ, wenn α ein Maximum ist; wir sehen aus der Gleichung, daß die Lösung von (2) die Form hat

$$Xe\lambda = c,$$

wo c unabhängig von X und λ ist; es ist demnach der Wert von λ, wenn α ein Maximum ist, umgekehrt proportional mit X, und da λ umgekehrt proportional mit dem Druck ist, so folgt, daß der Druck, bei dem α seinen Maximalwert hat, proportional mit X ist.

Wenn das elektrische Feld so stark ist, daß die kinetische Energie, die das Elektron zwischen zwei Stößen erhält, hinreicht, um das Elektron in den Stand zu setzen, das Molekül bei einem etwaigen Zusammenstoß zu ionisieren, so ist $f(Xe\lambda) = 1$ und $\alpha = 1/\lambda$; demnach wird α in starken Feldern gleich dem reziproken Wert der mittleren freien Weglänge, also gleich der Zahl der Zusammenstöße, die von dem Elektron bei der Bewegung über 1 cm hin stattfinden. Demnach können wir aus der Tabelle schließen, daß ein Elektron etwa 3,25 Zusammenstöße pro Zentimeter macht, wenn es sich durch die Luft bei einem Druck von 0,17 mm Quecksilber bewegt. Townsend

hat gezeigt, daß die Zahl der Zusammenstöße, die auf diese Weise bestimmt sind, gut mit der Zahl, die aus der kinetischen Theorie der Gase für die Zusammenstöße zwischen einem Körper von zu vernachlässigender Größe und einem von der Größe eines Moleküles der Luft sich berechnen lassen, übereinstimmt. Die Zahl der Zusammenstöße, die ein Elektron erleidet, das sich durch Luft von 1 cm Quecksilber bewegt, ist, wenn man sie nach obiger Methode bestimmt, etwa 21. Townsend und Kirby zeigten, daß die Zahl der Zusammenstöße, die von einem Elektron, das sich durch Wasserstoff oder durch Kohlensäure bei diesem Druck bewegt, 11,5 respektive 29 ist: dies stimmt wiederum gut mit den Werten, die aus der kinetischen Gastheorie erhalten sind, überein.

Unterschied in der Erzeugung neuer Ionen zwischen schnellen und langsamen Ionen.

Wenn wir es mit Elektronen zu tun haben, die sich mit Geschwindigkeiten bewegen wie die, welche in Lenardstrahlen auftreten, also mit Geschwindigkeiten zwischen 10^9 und 10^{10} cm/sek., so ist die Zahl der erzeugten Ionen viel geringer als bei den verhältnismäßig langsamen Elektronen, die uns in dem vorigen Experiment beschäftigten; so hat Durack[1]) gezeigt, daß ein Elektron, das sich mit einer Geschwindigkeit von $5 \cdot 10^9$ cm/sek. bewegt, nur etwa 0,4 Ionen erzeugt, wenn es sich 1 cm weit durch Luft von einem Druck von 1 mm Quecksilber hin bewegt, und bei den noch viel schneller sich bewegenden Elektronen, die vom Radium ausgehen, wird die Ionisation noch kleiner. Der Einfluß der Geschwindigkeit auf die Ionisation kann, wie ich denke, durch Überlegungen von der folgenden Art erklärt werden. Angenommen, die Moleküle eines Gases bestehen aus einer großen Anzahl kleiner Teilchen, und an jedes dieser Teilchen können die Elektronen anstoßen, und wir denken uns, um eine möglichst anschauliche Vorstellung zu gewinnen, ein Molekül etwa als metallischen Käfig, welcher eine große Anzahl negativ elektrisierter Teilchen eingeschlossen enthält und die Kraft, die diesem Käfig nach außen hin zukäme, durch eine positive Ladung des Käfigs selbst, die in ihrer Größe gleich der Summe der negativen Ladungen der Teilchen im Innern des Käfigs ist, ausgeglichen. Wenn dann ein langsam sich bewegendes Elektron in den Käfig hineindringen wollte, so würden die Stöße, die von den Teilchen auf das Elektron ausgeübt würden, es sofort heraustreiben, bevor es in das Innere des Käfigs eingedrungen wäre; es wäre also in diesem Fall die Zahl der Zusammenstöße, die das Elektron auf seinem Wege durch das Gas hin erleidet, gleich der Zahl, die dann stattfände, wenn die Moleküle des Gases schwere, undurchdringliche, elastische, feste Körper wären; wir haben gesehen, daß diese Hypothese gut mit den Resultaten des Experimentes bei langsam sich bewegenden Elektronen übereinstimmt.

1) Durack, Phil. Mag. VI, 4, p. 29, 1902.

Wenn jedoch die Geschwindigkeit der Elektronen sehr groß wird, so ist die zurückstoßende Kraft der im Inneren des Käfigs befindlichen Teilchen nicht ausreichend, um das Elektron zurückzuhalten; die Elektronen werden den Käfig durchdringen, wobei sie von jedem Teilchen, an dem sie vorbeikommen, abgelenkt werden. Das Problem ist also in diesem Fall ganz verschieden von dem des Elektrons, das sich so langsam bewegte, daß es den Käfig nicht durchdringen konnte; wir wollen in folgendem kurz die Zusammenstöße für diesen Fall uns überlegen. Das Problem des Stoßes zwischen Körpern, welche einander mit einer Kraft, die umgekehrt mit der n^{ten} Potenz der Entfernung variiert, sich abstoßen, wurde von Maxwell[1]) untersucht, der es für den Fall löste, daß zwei Körper sich mit irgend welchen Geschwindigkeiten bewegten. Wir wollen annehmen, daß die Geschwindigkeit der Teilchen im Vergleich mit der des Elektrons so klein ist, daß die Teilchen relativ in Ruhe zu ihm angenommen werden können. Für diesen Fall ist, wenn T die kinetische Energie eines Elektrons ist, δT die Änderung von T, die durch einen Zusammenstoß veranlaßt ist, nach Maxwell[2]):

$$\delta T = \frac{4 M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} T \sin^2 \theta,$$

wo M_1, M_2 die Massen des Elektrons resp. des Teilchens sind und θ durch die Gleichung gegeben ist:

$$\frac{\pi}{2} - \theta = \int_0^{x'} \frac{dx}{\sqrt{1 - x^2 - \frac{2}{n-1}\left(\frac{x}{\alpha}\right)^{n-1}}};$$

die Kraft zwischen den Körpern ist als umgekehrt proportional der n^{ten} Potenz der Entfernung zwischen ihnen angenommen und

$$\alpha = b \left\{ \frac{V^2 M_1 M_2}{K(M_1 + M_2)} \right\}^{\frac{1}{n-1}},$$

wo V die Geschwindigkeit des Elektrons vor dem Zusammenstoß, b die Länge des Lotes ist, das von dem Teilchen auf die Bewegungsrichtung des Elektrons vor dem Zusammenstoß gefällt ist, und K die Kraft in der Entfernung Eins.

x' ist die positive Wurzel der Gleichung

$$1 - x^2 - \frac{2}{(n-1)}\left(\frac{x}{\alpha}\right)^{n-1} = 0.$$

Wir wollen den Fall annehmen, daß die Kraft umgekehrt proportional mit dem Quadrat der Entfernung variiert, also daß $n = 2$ ist, alsdann haben wir:

1) Maxwell, Collected Papers, vol. II, p. 26.
2) Maxwell, Collected Papers, vol. II, p. 26.

$$\frac{\pi}{2} - \theta = \int_0^{x'} \frac{dx}{\sqrt{1 - x^2 - \frac{2x}{\alpha}}}$$

$$= \frac{\pi}{2} - \sin^{-1} \frac{\frac{1}{\alpha}}{\sqrt{1 + \frac{1}{\alpha^2}}};$$

demnach

$$\sin\theta = \frac{1}{\sqrt{1+\alpha^2}} = \frac{1}{\left\{1 + \frac{b^2 V^4}{K^2}\left(\frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2}\right)^2\right\}^{\frac{1}{2}}},$$

so daß

$$\delta T = -\frac{4 M_1 M_2}{(M_1 + M_2)} T \cdot \frac{1}{1 + \frac{b^2 V^4}{K^2}\left(\frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2}\right)^2}$$

ist.

Da nun T wie V^2 variiert, so sehen wir, daß wenn V klein ist, T mit V wachsen wird und proportional sein wird mit V^2; es wird einen Maximalwert erreichen, wenn

$$V^2 = \frac{K}{b} \cdot \frac{M_1 + M_2}{M_1 M_2}$$

ist, während für größere Werte von V, δT mit wachsendem V abnehmen wird und schließlich wie $1/V^2$ sich ändern wird.

Nun ist $-\delta T$ die Energie, die von dem Elektron verloren wird und auf das Teilchen übergeht; demnach wird δT die Energie messen, die für die Dissoziation des Moleküles verfügbar wird, es wird demnach der Ionisierungseffekt einen Maximalwert erreichen und wird alsdann bei wachsender Geschwindigkeit abnehmen. Wenn α groß ist, so ist θ proportional mit $1/\alpha$, also mit $1/V^2$; nun ist 2θ der Winkel, um den die Richtung der Bewegung abgelenkt wird, so daß für Elektronen, die sich mit verschiedener Geschwindigkeit bewegen, die Ionisation des Gases durch die Elektronen und die Diffusion der Elektronen proportional miteinander sein werden.

Dreizehntes Kapitel.

Funkenentladung.

179. Wir haben bisher im wesentlichen Fälle diskutiert, in denen die Ionisation unabhängig vom elektrischen Felde, das auf das Gas einwirkt, erzeugt wird; wir wollen nun zu solchen Betrachtungen übergehen, in denen die Ionisation wesentlich durch die Wirkung des elektrischen Feldes selbst hervorgerufen wird, in denen also das elektrische Feld, bevor es einen elektrischen Strom durch das Gas treibt, das Gas zum Leiter zu machen hat. Fälle, in denen die Ionisation durch ein elektrisches Feld erzeugt wird, wurden bereits auf S. 236 ff. betrachtet; wir werden jetzt den gewöhnlichsten Fall dieser Art, den elektrischen Funken, einer Betrachtung unterziehen. Um einen möglichst einfachen Fall zu haben, wollen wir annehmen, daß wir zwei große parallele und nahe aneinander befindliche Metallplatten mit einer großen Batterie oder mit irgend einem anderen Apparate, der Potentialdifferenzen zu erzeugen im stande ist, verbunden haben; wenn wir alsdann mit einer sehr geringen Potentialdifferenz zwischen den Platten anfangen, so wird der Strom, der von einer Platte zur anderen geht, sehr klein sein und von der spontan sich bildenden Ionisation des Gases zwischen den Platten abhängen; dieser Strom ist nicht leuchtend, ist proportional der Entfernung zwischen den Platten, und kann dadurch, daß wir die Platten recht nahe aneinandersetzen, beliebig klein gemacht werden. Wenn wir die Potentialdifferenz steigern, so erreichen wir jedoch ein Stadium, wo der Strom unter Leuchterscheinung zwischen den Platten übergeht, und wenn dies stattfindet, so ist der Zustand der Funkenentladung erreicht, die Potentialdifferenz zwischen den Platten bleibt nahezu konstant, selbst dann, wenn die Zahl der Zellen, die an die beiden Platten geschaltet ist, gesteigert wird. Die Potentialdifferenz zwischen den Platten hängt, wenn der Bogen übergeht, von der Entfernung zwischen den Platten ab, also von der Länge des Bogens und von der Natur und dem Druck des Gases, in dem sich die Platten befinden; die Untersuchung der Beziehung zwischen diesen Größen hat die Aufmerksamkeit vieler Beobachter in Anspruch genommen. Bevor wir auf ihre Resultate eingehen, wird es nützlich

Die Funkenentladung.

sein, einige Eigenschaften des Funkens, die einen bedeutenden Einfluß auf die Genauigkeit solcher Beobachtungen haben, der Betrachtung zu unterwerfen.

Funken-potential.

180. Wir wollen das Maximum der Potentialdifferenz, die den Elektroden für eine unbeschränkt lange Zeit gerade noch erteilt werden kann, ohne Funkenentladung zu veranlassen, als Funkenpotential bezeichnen. Es muß jedoch nicht angenommen werden, daß in jedem Fall, in dem eine Potentialdifferenz gerade größer als dieses Funkenpotential an die Platten angelegt wird, auch immer eine Funkenentladung eintritt; häufig kommt es vor, daß, wenn die Potentialdifferenz nur für eine kurze Zeit angelegt wird, die Luft zwischen den Platten eine viel größere Potentialdifferenz aushalten kann, als dem Funkenpotential entspricht, ohne daß Funkenentladung eintritt. So hat Faraday[1]) vor längerer Zeit beobachtet, daß eine größere Potentialdifferenz notwendig ist, um den ersten Funken zu erzeugen, als um ihn, wenn er einmal da ist, aufrecht zu erhalten, und daß die Wirkung des ersten Funkens den Durchgang der folgenden erleichtert. Diese Erleichterung bleibt auch dann bestehen, wenn das Gas einige Minuten lang in Ruhe gehalten wird. Ich fand, daß, wenn das Gas mit außerordentlicher Sorgfalt getrocknet wurde, es möglich ist, ohne Funkenbildung eine Potentialdifferenz anzulegen, die drei- oder viermal so groß ist als die, welche erforderlich ist, um eine Bogenentladung in weniger vollständig getrockneten Gasen zu erzeugen.[2]) Das trockene Gas scheint jedoch in einem unstabilen Zustande in bezug auf seine elektrischen Eigenschaften zu sein, denn wenn einmal eine Funkenentladung sich einen Weg durch dasselbe erzwungen hat, so fällt die Potentialdifferenz zwischen den Platten auf den Wert für ein feuchtes Gas, und das Gas ist nicht mehr imstande, einer größeren Potentialdifferenz zu widerstehen, bis es einige Minuten lang in Ruhe belassen wurde; dieses Resultat läßt vermuten, daß, wenn wir ein vollkommen getrocknetes Gas hätten, es nicht möglich wäre, einen Bogen in ihm zustande zu bringen. Das Gas würde jedoch in einem unstabilen Zustande, und einer übersättigten Lösung vergleichbar sein, in welche ein fremder Körper hineingebracht werden muß, bevor Kristallisation einsetzt, obwohl der Prozeß, wenn er einmal eingeleitet ist, weiter andauert, bis die Lösung aufhört übersättigt zu sein. Ein anderes Analogon würde ein mit Wasserdampf übersättigtes Gas sein, bei dem für das Eintreten der Kondensation die Anwesenheit von Kernen, um die sich Tropfen kondensieren können, notwendig ist. Die Tendenz des Gases, in diesen elektrisch-unstabilen Zustand über-

1) Faraday, Experimental Researches § 1417.
2) J. J. Thomson, Phil. Mag. V, 36, p. 313.

zugehen, wird wesentlich durch die Anwesenheit von Feuchtigkeit, von Flammen, von Gasen, von Funken oder Bögen, durch die Bestrahlung mit Kathodenstrahlen, durch ultraviolettes Licht oder durch die Bestrahlung der Funkenstrecke mit Röntgen- oder Becquerelstrahlen, kurz, durch irgend ein Agens verringert, welches Ionen ins Feld bringt. Warburg[1]) hat sehr eingehende Untersuchungen über den Einfluß, den einige dieser Agentien auf den Übergang der Funken haben, angestellt; die Methode, die er benutzte, bestand in der Messung des Intervalles zwischen der Anlegung einer Potentialdifferenz, die größer als das Funkenpotential war, und dem Übergang des Funkens; dieses Intervall, welches einige Minuten andauern kann, wenn die Potentialdifferenz nur gerade das Funkenpotential überschreitet, verringert sich mit wachsender Potentialdifferenz; wir können sie Funkenverzögerung nennen. Die Größe dieser Verzögerung ist für manche Erscheinungen, die im Zusammenhange mit der Funkenentladung stehen, von Wichtigkeit; ist die Verzögerung groß, und findet ein Induktionsapparat oder eine andere Maschine, die ein sehr schnell wechselndes Potential liefert, zur Erzeugung des Funkens Verwendung, so können die Pole während der kurzen Zeit, während welcher das elektrische Feld auf der Höhe bleibt, eine Potentialdifferenz aushalten, welche Funkenbildung erzeugen würde, wenn die Funkenverzögerung klein wäre; in solchem Falle können Einflüsse den Funken, durch Verringerung der Zeit der Funkenverzögerung, zum Entstehen bringen, die sonst das Funkenpotential nicht beeinflussen. Ein bemerkenswerter Fall dieser Art ist der durch ultraviolettes Licht auf die Funkenentladung zwischen zwei Polen eines Konduktors erzeugte Effekt. Hertz[2]) zeigte, daß bei einer Funkenstrecke, die solchem Licht ausgesetzt ist, die Funkenentladung leichter vor sich geht. E. Wiedemann und Ebert[3]) zeigten alsdann, daß, wenn die negative Elektrode an der Stelle des Funkenansatzes vor Licht geschützt ist, und die positive Elektrode allein bestrahlt wird, der photoelektrische Effekt nicht eintritt; wir sahen (Kap. X), daß die Belichtung eines negativ geladenen Körpers zu einer Entladung negativer Ionen führt, und daß keine Ionen erzeugt werden, wenn der Körper positiv elektrisiert ist. Swyngedauw[4]) fand, daß, wenn die positive Elektrode groß war, ihre Belichtung den Funken erleichterte; es ist aber leicht möglich, daß hier bei großen Elektroden hinreichend Licht von der positiven zur negativen Elektrode oder zu irgend einem Körper in der Nach-

Funkenverzögerung.

1) Warburg, Sitzber. d. Akad. d. Wissensch. Berlin 12, p. 223, 1896; Wied. Ann. 59, p. 1, 1896; p. 385, 1897.

2) Hertz, Wied. Ann. 31, p. 983, 1887.

3) E. Wiedemann u. Ebert, Wied. Ann. 33, p. 241, 1888.

4) Swyngedauw, Rapports présentés au Congrès Int. de Phys. Paris III, p. 164.

barschaft der positiven Elektrode, der durch Influenz negativ elektrisch geworden war, reflektiert wurde, und daß so der negativ elektrisierte Körper zur Ionenemission veranlaßt wurde.

Funkenpotential und photoelektrischer Effekt.

Wiedemann und Ebert (l. c.) zeigten, daß die Natur des Gases einen beträchtlichen Einfluß auf die Größe des Effektes, der durch ultraviolettes Licht erzeugt wird, hat; der Effekt war besonders groß in Kohlensäuregas (die Ströme, die durch den photoelektrischen Effekt verursacht sind, sind in diesem Gase viel größer als in Luft).

Abhängigkeit der Funkenverzögerung und Unabhängigkeit des Funkenpotentials von der Bestrahlung.

180a.[1]) Warburg hat gezeigt, daß die Bestrahlung lediglich die Verzögerung herabmindert, das Funkenpotential aber nicht beeinflußt. Er bestimmte zuerst das Funkenpotential, indem er den Plattenabstand eines zur Funkenstrecke parallel geschalteten geladenen Kondensators langsam vergrößerte und dadurch die Potentialdifferenz der Elektroden langsam bis zum Eintritt des Funkens erhöhte. Alsdann wurden durch eine mechanische Vorrichtung verschiedene Potentialdifferenzen eine sehr kurze Zeit lang (0,0012 Sek.) an die Funkenstrecke angelegt. In den Brüchen der folgenden Tabelle gibt der Zähler an, wievielmal dabei der Funke eintrat, der Nenner, wievielmal die Potentialdifferenz angelegt wurde.[2])

Messingkugeln 2,6 cm Durchmesser in freier Luft.
Schlagweite 0,1 cm. Funkenpotential 4680 Volt.

Potentialdifferenz in Volt	2940	3420	3840	4320	4800	5820	6720	7800	8940
Im Dunkeln						$\frac{0}{10}$	$\frac{0}{10}$	$\frac{0}{10}$	$\frac{6}{10}$
Im Bogenlicht durch Spiegelglas				$\frac{0}{10}$	$\frac{10}{10}$				
Im freien Bogenlicht	$\frac{0}{10}$	$\frac{5}{10}$	$\frac{10}{10}$						

Diese Versuche zeigen erstens die Verzögerung, indem im Dunkeln der Funke nicht immer überging, auch wenn die angelegte Potentialdifferenz beinahe doppelt so groß war als das Funkenpotential[3]); zweitens die Herabminderung der Verzögerung durch die Bestrahlung. Hierbei fällt auf, daß bei Bestrahlung mit ungeschwächtem Bogenlicht bereits die Potentialdifferenz von 3840, welche erheblich kleiner ist als das Funkenpotential (4680 Volt), den Funken immer hervorbringt. Daß es sich aber hier nicht um eine Verkleinerung des Funkenpotentials handelt, hat Warburg in einer späteren Arbeit dar-

1) Autoreferat von E. Warburg bis p. 372 inkl.

2) E. Warburg, Wied. Ann. 59, 1, 1896.

3) In trockenem Wasserstoff von 11 mm Druck trat der Funke zwischen Platinkugeln bei einer Schlagweite von 4,5 cm nicht immer ein, auch wenn die angelegte Potentialdifferenz über 9mal so groß war als das Funkenpotential (960 Volt).

gelegt.[1]) Wird nämlich, wie bei diesen Versuchen, die Funkenstrecke plötzlich an den Kondensator angelegt, so lädt sie sich unter gedämpften Oszillationen; dabei wird der Maximalwert der Potentialdifferenz zwischen den Elektroden unter Umständen größer als die Potentialdifferenz der Kondensatorplatten, im Grenzfall, wenn die Kapazität der Funkenstrecke gegen die des Kondensators und für die erste Halbschwingung auch die Dämpfung vernachlässigt werden kann, doppelt so groß. Nur wenn dieser Maximalwert das Funkenpotential erreicht oder übersteigt, tritt der Funke ein. Dies geht aus folgenden Versuchen hervor. Zwei Flaschen, eine große J_1 (Kapaz. 0,0067 mf.) und eine kleine J_2 (Kapaz. 0,000328 mf.) sind mit ihren äußeren geerdeten Belegungen verbunden. In diese Leitung kann ein regulierbarer elektrolytischer Widerstand und eine Induktionsspule eingeschaltet werden. Die innere Belegung von J_2 ist zunächst geerdet; durch Auslösen einer Feder wird sie isoliert und an die innere Belegung von J_1 angelegt. Mit den Belegungen von J_2 sind die Metallkugeln einer Funkenstrecke verbunden, welche mit Bogenlicht bestrahlt wird. Indem das Funkenpotential 4190 Volt betrug, wurde 1) Spule und Widerstand ausgeschaltet; der Funke erschien, wenn J_1 auf 2920 Volt geladen war, die maximale Potentialdifferenz von J_2 betrug dabei nach der Rechnung 5500 Volt. 2) wurde durch Einschalten von Widerstand die Ladung aperiodisch gemacht; der Funke erschien, wenn J_1 auf 4370 Volt geladen ward, die Potentialdifferenz von J_2 stieg dabei nach der Rechnung auf 4150 Volt, innerhalb der Fehlergrenzen mit dem Funkenpotential übereinstimmend. 3) wurde durch Zuschalten von Selbstinduktion die Ladung wieder oszillatorisch gemacht; der Funke erschien, wenn J_1 auf 3950 Volt geladen ward, die maximale Potentialdifferenz von J_2 betrug dabei nach der Rechnung 4750 Volt. Der Versuch 2), bei welchem die Ladung sich in einigen Milliontel der Sekunde vollzog, zeigt zugleich, daß, entgegen den Behauptungen der Herren Jaumann und Swyngedauw, die Schnelligkeit, mit welcher das Potential ansteigt, auf das Funkenpotential keinen Einfluß hat.

Unabhängigkeit des Funkenpotentials von der Schnelligkeit des Aufladens

Der Maximalwert der Potentialdifferenz wurde hierbei unter der Annahme berechnet, daß beim Anlegen von J_2 an J_1 das Potential der inneren Belegung $J_2 = 0$, das von J_1 gleich dem Potential sei, auf das J_1 ursprünglich geladen war. Nach Guthe[2]), welcher diese Versuche fortgesetzt hat, treffen die genannten Annahmen nicht genau zu; er findet weiter, daß, auch bei den hier stattfindenden schnellen Oszillationen, die Verzögerung durch die Bestrahlung mit dem Bogenlicht merklich aufgehoben ist.

1) E. Warburg, Ann. d. Phys. 5, 811, 1901.
2) K. E. Guthe, Ann. d. Phys. 5, 818, 1901.

Eine praktisch sehr wichtige Frage ist nun die, ob die Bestrahlung das Funkenpotential selbst merklich beeinflußt. Bestimmt man dasselbe bei langsam erhöhtem Potential zu wiederholten Malen, so findet man bei bestrahlter Funkenstrecke sehr geringe, bei nicht bestrahlter erheblich größere Abweichungen der einzelnen Werte untereinander, im letzteren Fall bei großer Verzögerung, wie bei den meisten trockenen Gasen und kleiner Schlagweite, so große Abweichungen, daß eine exakte Bestimmung unmöglich wird; ferner erhält man ohne Bestrahlung mehr oder weniger höhere Werte, als mit Bestrahlung. Die richtige Auffassung dieser Tatsache ergibt sich besonders deutlich aus einer Versuchsreihe von Ritter[1]) mit Helium, einem Gase, in welchem die Verzögerung sehr klein ist. Es wurde 1) das Funkenpotential gemessen, während Becquerelstrahlen (β-Strahlen) auf die Funkenstrecke fielen; 2) wurde ohne Bestrahlung das Potential allmählich bis zum Eintritt des Funkens gesteigert und 3) wurde für eine Potentialdifferenz, welche etwas höher war als das unter 1) bestimmte Funkenpotential, die Zeit gemessen, nach welcher seit dem Anlegen des Potentials der Funke eintrat. Der Druck betrug 53 cm Quecksilber, die Schlagweite 0,333 cm.

Bestrahlt	Nicht bestrahlt	
1.	2.	3.
1031 Volt	1038	1038 in $^1/_2{}'$
1030	1038	1041 „ 1′
1033	1037	1038 „ 8′
1032	1060	1037 „ 7′
1033	1049	
1033	1052	
1033		

Die Versuche unter 3) zeigen deutlich, daß die Abweichungen der Werte 2) untereinander lediglich von der Verzögerung herrühren, dasselbe wird für andere Gase gelten, für welche die Abweichungen bei den Beobachtungen 2) sehr viel größer sind. Die Differenz zwischen den Mittelwerten 1. und 2. aber scheint keine größere Bedeutung zu haben als der Unterschied, welchen man zwischen Schmelz- und Erstarrungspunkt bei unterkühlbaren Flüssigkeiten betrachten kann; danach wird bei bestrahlter Funkenstrecke der normale, d. h. von größeren Widerständen nicht beeinflußte Wert des Funkenpotentials gefunden. Es sollten daher Messungen des Funkenpotentials jedenfalls in trockenen Gasen und bei kleinen Schlagweiten nur bei bestrahlter Funkenstrecke gemacht werden.

1) F. Ritter, Ann. d. Phys. 14, 118, 1904.

Warburg[1]) hat nachgewiesen, daß die Verzögerung in einem sehr trockenen Gase viel größer ist als in einem, welches eine geringe Menge Wasserdampf enthält; die Schwierigkeit, die elektrische Entladung in sehr peinlich ausgetrocknetem Gase vor sich gehen zu lassen, wurde bereits S. 368 besprochen.

Strom während der Funkenverzögerung.

Die Bedeutung der Verzögerung für den Mechanismus der Bogenentladung scheint zuerst Jaumann erwiesen zu haben; er hat besonders darauf hingewiesen, daß während ihrer Dauer sich ein Prozeß im Gase abspielen müsse, der das Gas aus einem Isolator in einen Leiter verwandelt. Während dieses Prozesses kann selbst im dunkelsten Zimmer kein Leuchten wahrgenommen werden, und weder Jaumann[2]) noch Warburg[3]) konnten durch direkte Experimente mit dem Elektroskop ein Anzeichen eines Stromes, der durch das Gas in diesem Zustande geht, erkennen. Warburg beobachtete jedoch bei niedrigen Drucken einige Erscheinungen, die anzudeuten scheinen, daß während des Stadiums der Verzögerung ein Strom durch das Gas geht, wenn dieser auch zu gering ist, um mittels eines Elektroskopes entdeckt zu werden, oder um eine Leuchterscheinung hervorzurufen. Ein offenbarer Beweis hierfür liegt in dem Einfluß, den ein Magnet auf die Entladung durch ein Gas von niederem Druck ausübt; die Entladung wird durch die Wirkung eines transversalen magnetischen Feldes verhindert, indem die Ionen, die den Strom tragen, eine Ablenkung erleiden; Warburg zeigte, daß das magnetische Feld nicht nur den Eintritt der leuchtenden Entladung erschwerte, sondern auch eine beträchtliche Vergrößerung der Dauer der Verzögerung verursachte, und schloß daraus, daß während der Dauer der Verzögerung ein schwacher Strom, der für die Erzeugung des Funkens wesentlich ist, existiere, und daß das magnetische Feld durch Hinderung dieses Stromes die Zeit, welche bis zum Zustandekommen des Bogens verstreicht, verlängert. Walter[4]) hat durch photographische Funkenaufnahmen auf schnell bewegten Platten gezeigt, daß einem glänzenden Funken schwachleuchtende Büschelentladung vorausgeht. Wir werden beim Eingehen auf die Theorie der Bogenentladung sehen, daß die Bildung eines einleitenden Stromes notwendig für die Erzeugung des Funkens ist.

Einfluß eines schnell veränderlichen Potentials an den Elektroden auf den Übergang eines Funkens.

181. Jaumann[5]) hat einige interessante Experimente über den Einfluß, den ein schnell wechselnder elektrischer Zustand auf die Funken-

1) Warburg, Wied. Ann. 62, p. 385, 1897; Verh. d. Phys. Ges., Juni 1898.
2) Jaumann, ib. 55, p. 656.
3) Warburg, ib. 62, p. 385.
4) Walter, ib. 66, p. 636; 68, p. 776.
5) Jaumann, Wien. Sitz.-Ber. 98, p. 765, 1888.

länge hat, angestellt. Die Experimente erfolgten nach folgendem Schema. Der Strom einer elektrischen Maschine lud den Kondensator B, während der Kondensator C über den Luftraum F geladen werden konnte, C war ein kleiner Kondensator, dessen Kapazität nur 55 cm betrug, während B eine Batterie von Leidener Flaschen war, deren Kapazität etwa 1000 mal so groß wie die von C war; ein Draht wurde an die innere Belegung von B gelegt und endete etwa 5 mm über der Platte E, die geerdet war. Eine Glimmentladung ging vom Drahte zur Platte, und die Potentialdifferenz zwischen Außen- und Innenbelegung der Flaschen B war konstant und etwa gleich 12 elektrostatischen Einheiten. Wenn die Kugeln der Luftfunkenstrecke F plötzlich zusammengebracht wurden, so ging ein Funken von 5 mm Länge durch die Luftfunkenstrecke, und ferner ging ein glänzender Funken von 5 mm durch die Luftfunkenstrecke bei e, wo vorher nur Glimmentladung stattfand. Der Übergang des Funkens bei F stellte also Verbindung des Kondensators C mit B her und erzeugte demnach eine schnelle Änderung im Potential des Drahtes, wodurch der Bogen bei E entstand.

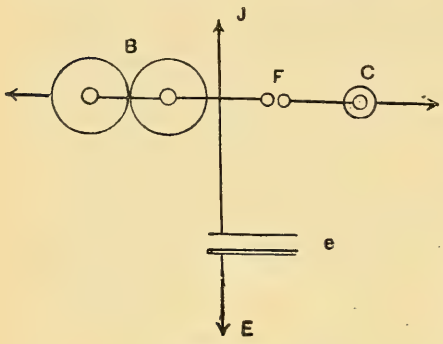


Fig. 87.

Durch Experimente dieser Art kam Jaumann zu dem Schluß, daß, wenn V die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden ist, die Bedingung für das Zustandekommen der Funkenentladung die ist, daß $V\frac{dV}{dt}$ und nicht V einen bestimmten Wert haben muß, so daß, wenn wir die Potentialdifferenz sehr geschwind variieren lassen können, wir imstande sind, einen Funken zu erzeugen, selbst dann, wenn die Größe des Potentials weit unter dem Funkenpotential liegen würde. Ich kann jedoch nicht sehen, daß die Experimente diesen Schluß rechtfertigen; es muß daran erinnert werden, daß, wenn wir den kleinen Kondensator hinzuschalten, wir elektrische Schwingungen auslösen, und daß, während diese ablaufen, der Maximalwert des Potentials in gewissen Teilen beträchtlich den Wert überragen kann, der an Stellen herrscht, wo der Ablauf der Schwingungen schon erfolgt ist. In der Tat sind die Verhältnisse hier ganz ähnlich, wie in den vorhin beschriebenen Versuchen von Warburg. Nehmen wir z. B. den einfachen Fall, daß A eine sehr große Leidener Flasche, B eine sehr kleine ist, und daß ursprünglich A geladen ist, B nicht; sind die Außenbelegungen beider geerdet und werden die Innenbelegungen von A und B plötzlich miteinander verbunden, so wird, wenn auch das End-

potential von B kleiner sein wird als der anfängliche Potentialwert von A, dennoch der Maximalwert während der Oszillationen nahezu zweimal so groß wie das Anfangspotential von A sein; wenn also B plötzlich mit A in Verbindung gebracht wird, kann ein Funke zwischen den beiden Belegungen von B stattfinden, wenn auch B eine Potentialdifferenz gleich der anfangs zwischen den Belegungen von A vorhandenen, ohne Funkenbildung aushalten kann; der Übergang dieses Funkens würde jedoch der Oszillation zuzuschreiben sein, die einen großen Anstieg der maximalen Potentialdifferenz erzeugt, und würde nicht zu dem Schlusse zwingen, daß bei einer gegebenen Potentialdifferenz der Bogen leichter übergehen kann, wenn Änderungen im Potential stattfinden, als wenn konstantes Potential da ist. Diese Frage war Gegenstand einer langen Kontroverse, sie wurde oft als die Frage des konstanten Funkenpotentials bezeichnet und wurde von Jaumann[1]), Swyngedauw[2]) und K. R. Johnson[3]) diskutiert.

Änderung des Funkenpotentials mit der Funkenlänge und dem Gasdruck.

182. Die ersten Messungen über die Potentialdifferenz, die erforderlich ist, um einen Funken in Luft von Atmosphären Druck zu erzeugen, wurden von Lord Kelvin im Jahre 1860 angestellt, und seitdem wurde der Gegenstand öfters bearbeitet, und wichtige Untersuchungen sind von Baille[4]), Liebig[5]), Paschen[6]), Peace[7]), Orgler[8]), Strutt[9]), Bouty[10]), Earhart[11]) und Carr[12]) gemacht worden. Die Werte des Funkenpotentials, die durch die früheren Experimente erhalten wurden, sind in der Regel etwas größer als die unter ähnlichen Bedingungen bei neueren Experimenten erhaltenen, wahrscheinlich deshalb, weil späterhin mehr Aufmerksamkeit darauf gerichtet wurde, die Einwirkung der Funkenverzögerungen zu eliminieren; findet Verzögerung statt, so ist die Potentialdifferenz beim Übergang des Funkens größer, als dem Minimum, das zur Funkenerzeugung notwendig ist, entspricht. Wir werden zunächst eine allgemeine Übersicht über die Gesetzmäßigkeiten geben, die durch die Experimente

1) Jaumann, Wied. Ann. 55, p. 656, 1895; Wien. Sitz.-Ber. 97, p. 765, 1888.
2) Swyngedauw, Thèse: Contribution à l'Étude des Décharges 1897.
3) Johnson, Drudes Ann. III, p. 460, 1900; V, p. 121, 1901.
4) Baille, Annales de Chimie et Physique [5], 25, p. 486, 1882.
5) Liebig, Phil. Mag. V, 24, p. 108, 1887.
6) Paschen, Wied. Ann. 37, p. 79, 1889.
7) Peace, Proc. Roy. Soc. 52, p. 99, 1892.
8) Orgler, Drudes Ann. 1, p. 159, 1900.
9) Strutt, Phil. Trans. 193, p. 377, 1900.
10) Bouty, Comptes Rendus 131, pgg. 469. 503, 1900.
11) Earhart, Phil. Mag. VI, 1, p. 147, 1901.
12) Carr, Proc. Roy. Soc. 71, p. 374, 1903.

über diesen Gegenstand erhalten wurden, und werden die Tabellen obiger Physiker mit den numerischen Resultaten auf das Ende des Kapitels aufsparen.

Zunächst sei angenommen, daß die Elektroden im Vergleich mit der Entfernung zwischen ihnen so groß und in solche Lage gebracht sind, daß die elektrischen Kraftlinien parallel zueinander sind. Diese Bedingung würde erfüllt sein, wenn die Elektroden aus parallelen Ebenen bestehen, die in einer Entfernung voneinander angebracht sind, die nicht größer als ein geringer Bruchteil ihres Durchmessers ist; sie ist nahezu bei der am meisten benutzten Anordnung, bei der die Elektroden Kugeln von großem Radius sind, die nahe aneinander gebracht werden, erfüllt.

Funkenpotential unabhängig vom Metall.

Zunächst ist die Potentialdifferenz, die notwendig ist, um einen Funken von gegebener Länge zu erzeugen, unabhängig vom Elektrodenmetall (es ist möglich, daß Aluminium- und Magnesiumelektroden Ausnahmen von dieser Regel sind). Experimente hierüber wurden von Righi[1]), Peace und Carr angestellt. Righi untersuchte Elektroden aus Kohle, Wismut, Zinn, Blei, Zink und Kupfer, und erhielt die gleiche Potentialdifferenz bei allen diesen Substanzen. Peace, der sehr sorgfältige Experimente mit Zink- und Messingelektroden machte, konnte nicht den geringsten Unterschied in der Potentialdifferenz, die notwendig ist, einen Funken zwischen diesen zu erzeugen, auffinden. Carr fand, daß das Funkenpotential bei Elektroden von Messing, Eisen, Zink und Aluminium das gleiche ist; andererseits kamen De la Rue und Hugo Müller[2]) zu dem Schluß, daß Funken leichter zwischen Aluminiumelektroden als zwischen Elektroden von irgend einem anderen Metall übergingen, daß aber, von diesen Ausnahmen abgesehen, die Natur der Elektroden ohne Einfluß auf die Funkenlänge ist. Es ist bemerkenswert, daß der Kathodenfall des Potentials, der sehr nahe im Zusammenhang mit dem Funkenpotential steht, nahezu der gleiche für Elektroden aus Metallen, die von Righi benutzt wurden, ist, während er für Aluminium- und Magnesiumelektroden beträchtlich geringer ist.

Funkenlänge und Funkenpotential.

Der Zusammenhang zwischen Funkenpotential und Funkenlänge ist durch die Kurven der Figg. 88, 89, 90 und 91 für Luft, Wasserstoff, Kohlensäure und Leuchtgas bei atmosphärischem Druck dargestellt, die Ordinaten sind proportional der Potentialdifferenz, die erforderlich ist, um einen Funken von der Länge, die durch die Abszissen dargestellt ist, zu erzeugen.

Die Kurven in Fig. 88 bis 91 verdanken wir Liebig (l. c.), der kugelförmige Elektroden von 19,5 cm Durchmesser benutzte. Die

1) Righi, Nuovo Cimento (2) XVI, p. 97, 1876.
2) De la Rue und Müller, Phil. Trans. 169, Pt. 1, p. 93, 1898.

Kurven, die längs der vertikalen Achsen ansteigen, stellen den Zusammenhang zwischen dem Mittelwert des elektrischen Feldes, also V/d, wo V das Funkenpotential und d die Funkenlänge ist, und der Funkenlänge dar.

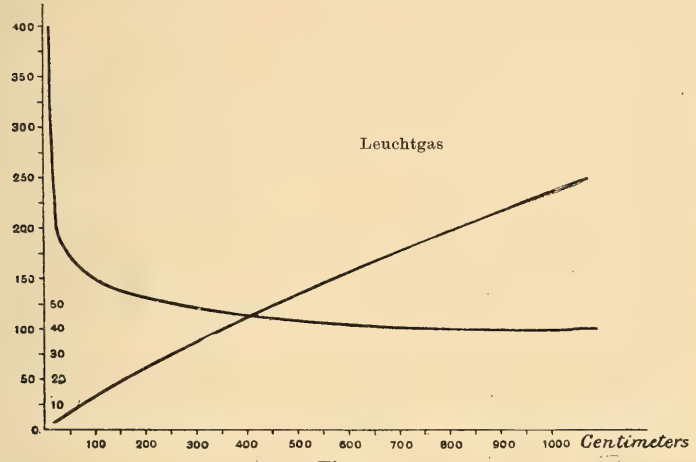


Fig. 88.

Es ist ersichtlich, daß, mit Ausnahme der sehr kurzen Funken, die Kurven, die die Beziehung zwischen V und d wiedergeben, nahezu

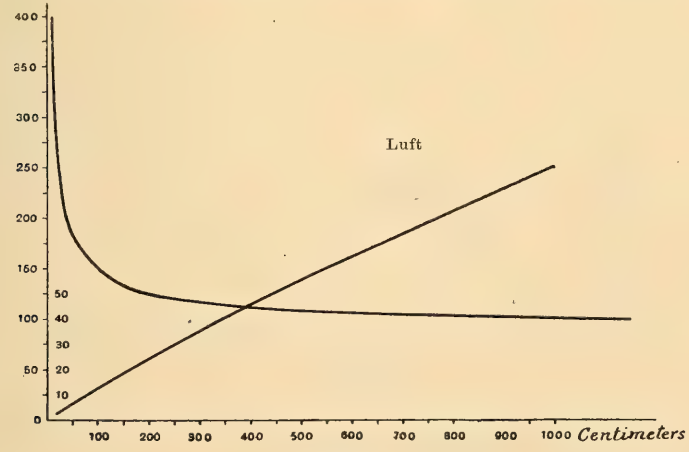


Fig. 89.

gerade Linien sind, so daß für mittlere Funkenlängen die Beziehung zwischen V und d von der Form

$$V = a + bd,$$

sein würde, wo a und b Konstanten sind. Chrystal[1]) zeigte, daß die einfache Beziehung

$$V = 4{,}997 + 99{,}593d,$$

wo V in elektrostatischen Einheiten und d in Zentimetern gemessen

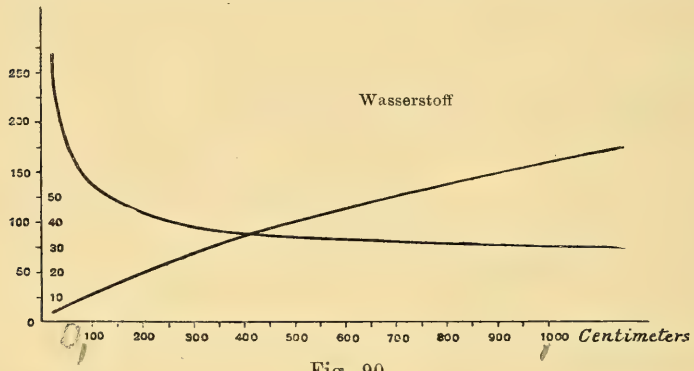


Fig. 90.

ist, mit Bailles sehr zahlreichen Experimenten über das Funkenpotential in Luft von atmosphärischem Druck geradeso gut überein-

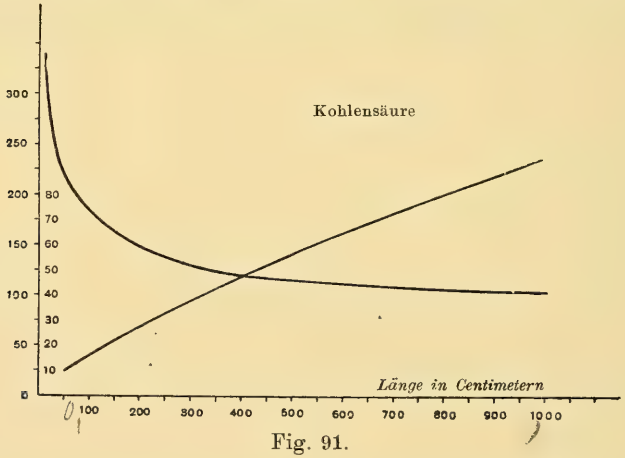


Fig. 91.

stimmt, wenn die Funkenlänge 2 mm übersteigt, wie die viel kompliziertere Formel

$$V^2 = 10500\ (d + 0{,}08)d,$$

die von Baille selbst vorgeschlagen wurde. Carey Foster und

1) Chrystal, Proc. Roy. Soc. Edin. XI, p. 487, 1882.

Pryson[1]) fanden ebenfalls, daß die lineare Gleichung $V = a + bd$ diejenige ist, welche am besten die Resultate ihrer Experimente über die zur Funkenbildung durch Gas von atmosphärem Druck notwendige Potentialdifferenz darstellt.

183. Die Kurven, die wir wiedergegeben haben, geben jedoch keinen Anhalt für einen Zusammenhang zwischen Funkenpotential und Funkenlänge, wenn letztere außerordentlich klein ist. Wenn die Funkenlänge unter einen gewissen Wert, der umgekehrt proportional mit dem Druck ist, und den wir kritische Funkenlänge nennen wollen, sinkt, so hat die Potentialdifferenz einen Minimalwert, und wenn die Funkenlänge noch weiter verringert wird, so beginnt das Funkenpotential zu wachsen und wächst weiter, bis die Funkenlänge auf 10^{-4} cm herunterkommt, wo sie dann sehr plötzlich sinkt. Der Anstieg des Funkenpotentials, der einer Verringerung der Funkenlänge zukommt, war zuerst von Peace beobachtet worden; da die kritische Funkenlänge bei atmosphärischem Druck außerordentlich gering ist, nämlich nur 0,01 mm, so ist es schwierig, mit Funken, die klein genug sind, um diesen Einfluß zu zeigen, zu experimentieren, da jedoch die kritische Funkenlänge umgekehrt proportional mit dem Druck variiert, so können wir durch Verringerung des Druckes die kritische Funkenlänge vergrößern, bis ihre Beobachtung verhältnismäßig leicht wird. Vielleicht ist die einfachste Art, den Einfluß zu zeigen, schwach gekrümmte Elektroden zu verwenden und die Lage des Funkens zu beobachten, wenn diese näher aneinander gerückt werden. Wenn die Elektroden in einiger Entfernung voneinander sind, so verläuft der Funken längs der kürzesten Linie zwischen ihnen; wenn die Elektroden zusammenrücken, so wird man finden, daß ein Stadium eintritt, wo der Funken nicht mehr längs der kürzesten Linien übergeht, sondern nach einer Seite geht und einen längeren Weg nimmt, wodurch angezeigt wird, daß es leichter ist, einen langen als einen kurzen Bogen zu erzeugen; bei dieser Anordnung ändert sich die zur Funkenbildung notwendige Potentialdifferenz nicht, wenn die Elektroden näher aneinander rücken; sie bleibt konstant und gleich der Minimumpotentialdifferenz, die notwendig ist, um einen Funken zu erzeugen; auch die Funkenlänge bleibt konstant und gleich der kritischen Funkenlänge; der Ort der Funkenbildung wird dadurch bestimmt, daß der Funken an der Stelle übergeht, wo die Entfernung zwischen den Elektroden gleich der kritischen Funkenlänge ist. Um den Anstieg der Potentialdifferenz, die der Verringerung der Funkenlänge zukommt, zu messen, ist es notwendig, vollständig ebene und parallele Elektroden zu benutzen; wenn diese zusammenrücken, ver-

Funkenpotential bei sehr geringer Elektrodenentfernung.

Die kritische Funkenlänge.

1) Carey Foster und Pryson, Chemical News 49, p. 114, 1884.

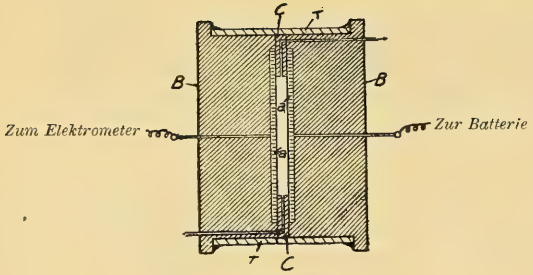


Fig. 92.

ringert sich notwendig die Länge des Funkens. Die Elektroden, die von Carr (l. c.) benutzt wurden, sind in Fig. 92 dargestellt; es waren ebene Messingplatten, die in Ebonit eingebettet waren und durch Ebonitringe von verschiedener Dicke voneinander getrennt wurden. Mit diesem Apparat erhielt Carr die in der folgenden Tabelle wiedergegebenen Resultate:

Druck 2,02 mm; Gas : Luft.

Funkenlänge	Funkenpotential in Volt
1 mm	558
2 „	371
3 „	357
5 „	376
10 „	472

Druck 1,05 mm; Gas : Luft

Funkenlänge	Funkenpotential in Volt
1 mm	1826
2 „	594
3 „	397
5 „	355
10 „	379

Der Effekt ist in Wasserstoff noch deutlicher ausgebildet, wie die folgende Tabelle zeigt.

Druck 2,6 mm; Gas : Wasserstoff

Funkenlänge	Funkenpotential in Volt
1 mm	1781
2 „	462
3 „	398
5 „	285
10 „	317

In jedem Falle ist das Funkenpotential für den kürzesten Funken größer als für den längsten. Wenn die Funkenlänge unter $5 \cdot 10^{-4}$ cm fällt, so fällt das Funkenpotential, wie Earhart gezeigt hat, rapide ab; wir werden auf diesen Punkt später zurückkommen. Die Existenz einer kritischen Funkenlänge wird ferner durch bemerkenswerte Veränderungen in dem Aussehen der Entladung, bei weitgehenderer

Annäherung der Elektroden, ersichtlich. So beobachtete ich[1]) im Verlauf einiger Experimente über die Entladung zwischen großen parallelen Platten, daß bei sehr niedrigen Drucken die Entladung von der unteren Seite der unteren Platte, die die positive Elektrode war, ausging und im Bogen zur oberen Seite der oberen Platte ging, während der Zwischenraum der Platten ganz frei von

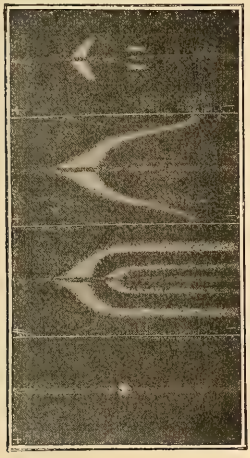


Fig. 93.

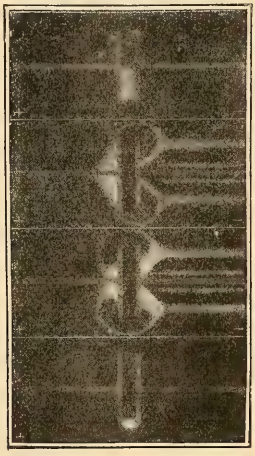


Fig. 94.

leuchtender Entladung war: hierdurch ist gezeigt, daß die Entladung leichter um die längere Bahn herum geht als den viel kürzeren Weg zwischen den Platten. Das gleiche zeigen in Fig. 93 und 94 die Zeichnungen von Lehmann[2]) von den Erscheinungen unter einem Mikroskop bei der Entladung zwischen sehr nahe zusammengebrachten Elektroden verschiedener Gestalt. Ein sehr berühmtes Experiment, daß wir Hittorf[3]) verdanken, ist in Fig. 95 dargestellt und bildet eine weitere Illustrierung derselben Erscheinung.

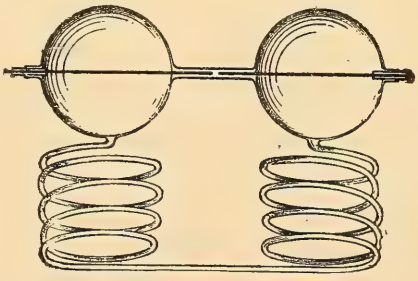


Fig. 95.

Die zwei Elektroden waren nur 1 mm voneinander entfernt, die Räume, die sie umgaben, waren durch eine lange spiralartige Glasröhre von 375 cm Länge miteinander verbunden; trotz des

1) J. J. Thomson, Proc. Camb. Phil. Soc. V, p. 395, 1886.
2) Lehmann, Molekularphysik, II, p. 295.
3) Hittorf, Wied. Ann. 21, p. 96, 1884.

enormen Unterschiedes in den Längen der Entladungsbahnen ging bei niedrigem Druck die ganze Entladung durch die Spirale, und der Raum zwischen den Elektroden blieb vollständig dunkel.

Elektrisches Feld bei der Funkenentladung.

184. Die Kurven in Fig. 88—91 zeigen, wie rapide der Wert von V/d, wo V das Funkenpotential und d die Entfernung zwischen den Platten ist, wächst, wenn d abnimmt. Dies wurde von Lord Kelvin im Jahre 1860 beobachtet. Wäre das elektrische Feld gleichförmig, so würde V/d gleich der elektrischen Intensität zwischen den Platten sein; im allgemeinen ist jedoch, beim Durchgang eines elektrischen Stromes durch ein Gas, das Feld nicht gleichförmig, sondern größer an einer oder an beiden Elektroden als in den übrigen Teilen; wir sind demnach nicht berechtigt, anzunehmen, daß V/d die maximale elektrische Intensität zwischen den Elektroden ist.

Abhängigkeit des Funkenpotentials vom Druck.

Kritischer Druck des Funkenpotentials.

185. Wenn die Funkenlänge konstant und nicht zu klein ist, so nimmt, wenn wir von Luft bei Atmosphärendruck ausgehen, mit abnehmendem Druck das Funkenpotential ab, wobei die Beziehung zwischen Potential und Druck zunächst linearer Natur ist; bei weiterer

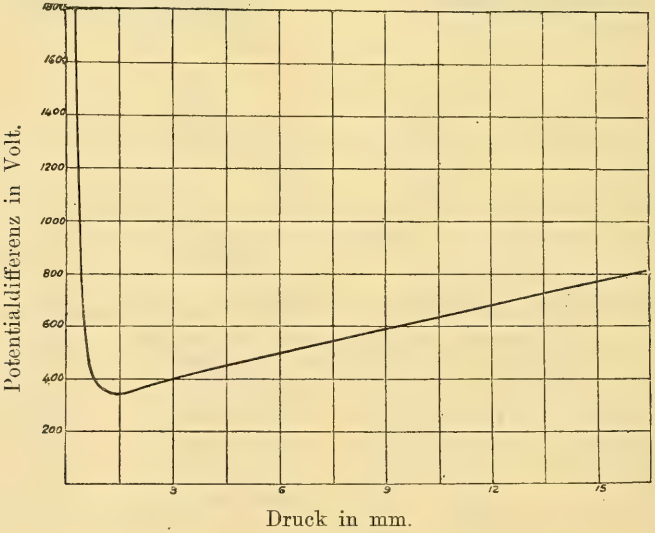


Fig. 96.

Verringerung des Druckes erreicht das Funkenpotential einen Minimalwert, hinter dem jede weitere Verringerung des Druckes von einem Anstieg des Funkenpotentials begleitet ist. Die Beziehung zwischen Funkenpotential und Druck wird durch die Kurve in Fig. 96, die einer

Abhandlung von Carr (l. c.) entnommen ist, dargestellt, bei dieser Kurve stellen die Ordinaten das Funkenpotential, die Abszissen den Druck dar; die Elektroden bestanden aus parallelen Ebenen, und die Funkenlänge war 3 mm. Der Druck, bei dem das Funkenpotential ein Minimum ist, wird kritischer Druck genannt. Peace (l. c.) zeigte, daß der kritische Druck von der Funkenlänge abhängig ist, und daß je kürzer die Funkenlänge, je größer der kritische Wert ist. Er zeigte ferner, daß das Minimum des Funkenpotentials konstant war und sich unabhängig von der Funkenlänge ergab; in Luft war es etwa 351 Volt, so daß, bis die Funkenlänge geringer als $5 \cdot 10^{-4}$ cm ist, eine Potentialdifferenz von weniger als 351 Volt keinen Funken erzeugen kann.

Kritischer Druck des Funken-potentials.

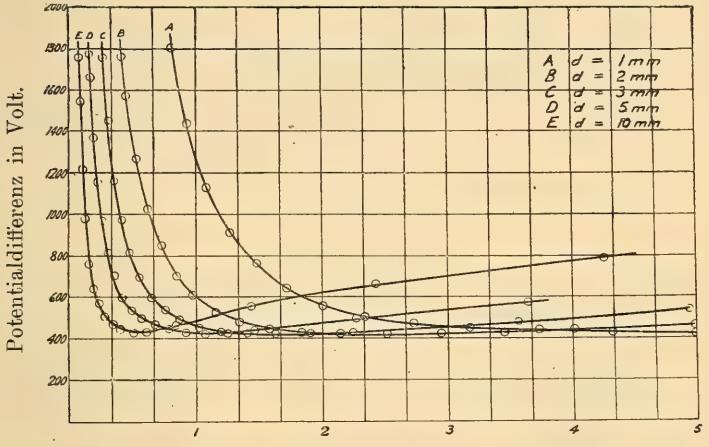


Fig. 97. Luft.

Alle diese Gesichtspunkte sind schön durch die Kurven der Fig. 97 illustriert, die der Abhandlung Carrs entnommen sind; sie stellen die Beziehung zwischen Druck und Funkenpotential für Funken von 1, 2, 3, 5 und 10 mm Länge dar.

Die kritischen Drucke für diese Funkenlängen sind nach Carr die folgenden:

Funkenlänge	Kritischer Druck	Produkt aus Funkenlänge und kritischem Druck
1 mm	4,98 mm	4,98
2 „	2,71 „	5,42
3 „	1,89 „	5,67
5 „	1,34 „	6,7
10 „	0,679 „	6,79

Produkt aus kritischen Druck und Funkenlänge.

Es ist ersichtlich, daß das Produkt des kritischen Druckes in die Funkenlänge nahezu konstant ist; wir müssen daran erinnern, daß wegen der geringen Krümmung der Kurven in der Nachbarschaft des kritischen Druckes die exakte Bestimmung des kritischen Druckes

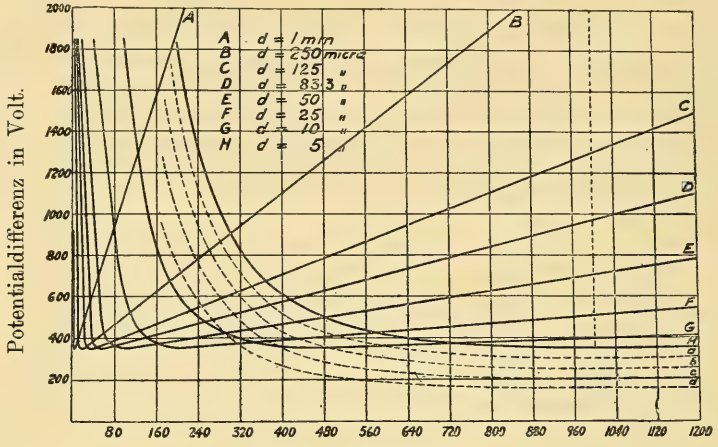


Fig. 98. Luft.

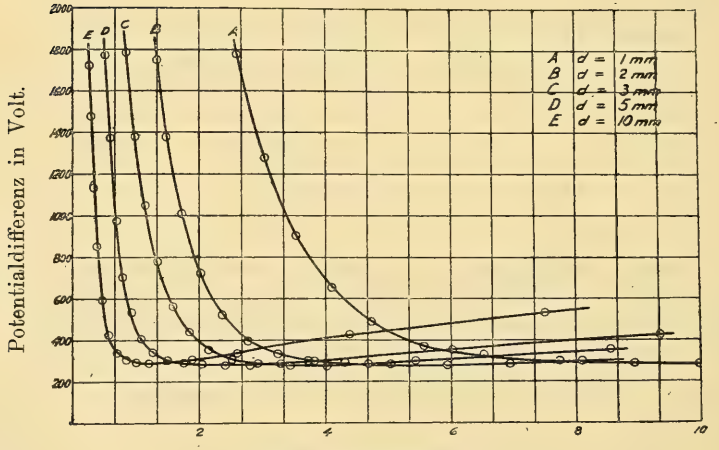


Fig. 99. Wasserstoff.

nicht ohne Schwierigkeiten, speziell bei den kürzeren Funken ist; die Differenzen im Produkte des kritischen Druckes in die Funkenlänge sind nicht größer, als den Unsicherheiten in der Bestimmung des kritischen Druckes zukommt.

Dieselben Erscheinungen lassen sich bei Funken in Wasserstoff und Kohlensäure nachweisen; die Kurven hierfür sind von Carr ge-

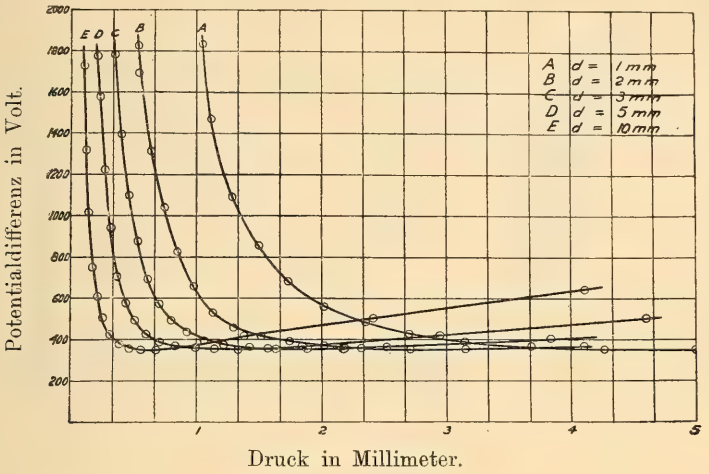


Fig. 100. Kohlensäure.

geben und in Fig. 99 und 100 dargestellt; der Zusammenhang zwischen kritischem Druck und Funkenlänge ist in folgenden Tabellen wiedergegeben.

Wasserstoff. Minimumpotential 280 Volt.

Funkenlänge	Kritischer Druck	Produkt aus Funkenlänge und kritischem Druck
1 mm	10,3 mm	10,3
2 „	5,93 „	11,8
3 „	4,02 „	12,06
5 „	2,8 „	14,0
10 „	1,46 „	14,6

Kohlensäure. Minimumpotential 420 Volt.

Funkenlänge	Kritischer Druck	Produkt aus Funkenlänge und kritischem Druck
1 mm	5,02 mm	5,02
2 „	2,52 „	5,04
3 „	1,63 „	4,89
5 „	1,07 „	5,35
10 „	0,510 „	5,1

Die Konstanz des Produktes aus Funkenlänge und kritischem Druck ist für den Fall der Kohlensäure außerordentlich ausgeprägt.

Carr hat auch Kurven für den Zusammenhang zwischen Funkenlänge und Druck für H_2S, SO_2, C_2H_2, O_2, N_2O gegeben; diese sind in Fig. 101 wiedergegeben. Die Funkenlänge für diese Gase war 3 mm.

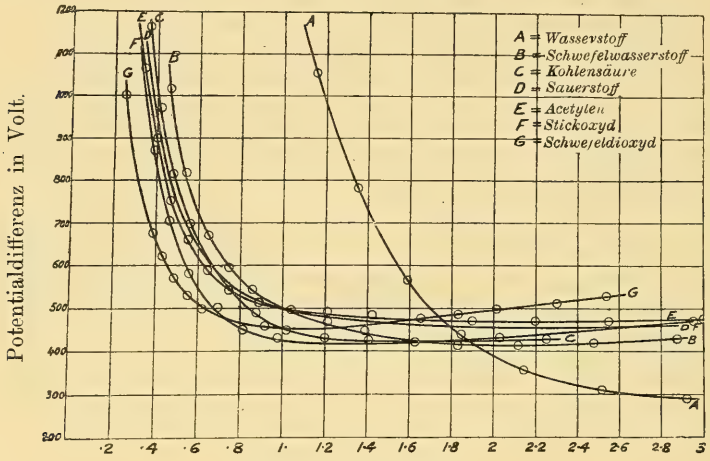


Fig. 101.

Einfluß von Verunreinigungen auf das Funkenpotential.

Sehr sorgfältige Experimente über den Zusammenhang zwischen Druck und Funkenpotential wurden von Strutt[1]) für Luft, Wasserstoff, Stickstoff und Helium angestellt. Warburg hatte schon früher gezeigt, daß eine kleine Beimengung von Sauerstoff zum Stickstoff den normalen Kathodenfall[2]) und im Zusammenhange damit die elektrische Kraft an der Kathode[3]) bedeutend erhöht. Analog fand Strutt[4]), daß eine kleine Beimengung von Sauerstoff zum Stickstoff das Minimumfunkenpotential in diesem Gase von 251 auf 388 Volt erhöhte. Speziell die Experimente für Stickstoff und Helium sind von Interesse, weil das Minimum des Funkenpotentials in diesen Gasen wesentlich durch geringe Spuren von Verunreinigungen beeinflußbar ist. Stickstoff, aus dem der Sauerstoff durch Übergang des Gases über metallisches Kupfer entfernt worden war, ergab den Minimalwert des Funkenpotentials bei 388 Volt, während der Wert dieses Potentials für eine Probe Stickstoff, die aus Luft durch die Absorption des Sauerstoffs durch alkalisches Pyrogallol erhalten

1) Hon. J. Strutt, Phil. Trans. 193, p. 377, 1900.
2) E. Warburg, Wied. Ann. 40, 8, 1890.
3) E. Warburg, ibid. 45, 20, 1892.
4) Hon. R. J. Strutt, Phil. Trans. 197, 377, 1900.

war, 347 Volt betrug. Wenn jedoch der Sauerstoff dadurch vollständig entfernt worden war, daß man das Gas wiederholt durch flüssige Legierungen von Kalium oder Natrium gehen ließ, so fiel der Minimalwert des Funkenpotentials auf 251. Die Kurven, die von

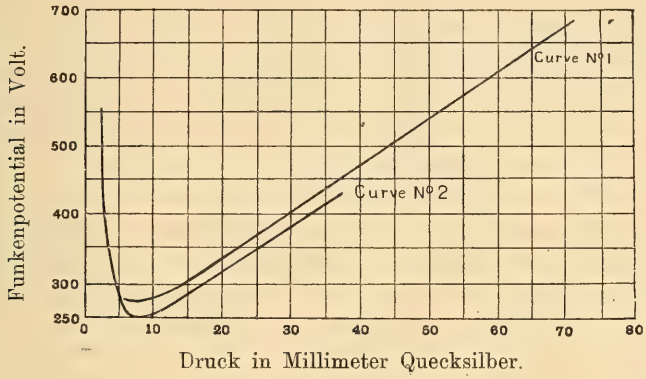


Fig. 102. Stickstoff.

Strutt für Stickstoff erhalten wurden, sind in Fig. 102 wiedergegeben. Kurve Nr. 2 bezieht sich auf die reinste Art, Kurve Nr. 1 auf eine, die wiederholt durch Kalium- oder Natriumlösungen geperlt war, aber nicht so oft, wie dies in dem Falle, welcher der Kurve Nr. 2 entspricht, stattgefunden hat. Der Minimalwert des Funkenpotentials war hierfür 276 Volt. Die Kurven sind nach Überschreitung des kritischen Druckes parallel.

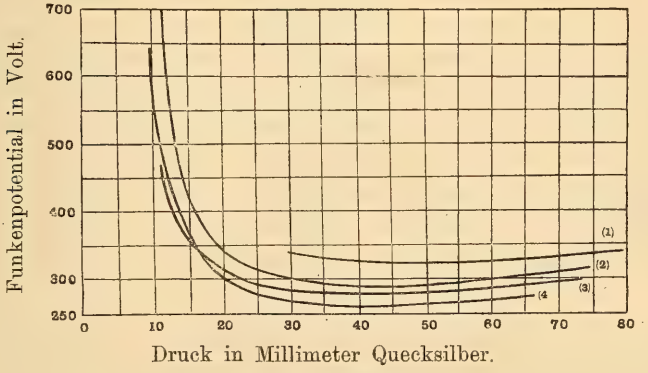


Fig. 103. Helium.

Die Entladung durch Helium, die ebenfalls von Strutt untersucht wurde, ergibt einige interessante Tatsachen. Ramsay und Funkenpotential in Helium.

Collie[1]) lenkten zuerst die Aufmerksamkeit auf die Leichtigkeit, mit welcher die Entladung durch Helium ging. Strutts Experimente, deren Resultate in Fig. 103 wiedergegeben sind, zeigen, daß für eine gegebene Funkenlänge der kritische Druck außerordentlich hoch ist, indem er etwa fünfmal so groß war als für Luft für dieselbe Funkenlänge und mehr als zweimal so groß als für Wasserstoff. Der große Einfluß einer geringen Verunreinigung auf den Minimalwert des Funkenpotentials ist durch die verschiedenen Kurven der Fig. 103, welche sich auf Proben auf verschiedene Weise gereinigten Gases beziehen, gezeigt; der geringste Wert des Funkenpotentials wurde von Strutt als bei 261 Volt liegend erhalten.

Freie Weglänge und kritische Funkenlänge.

186. Wir haben gesehen, daß das Produkt aus kritischem Druck und Funkenlänge konstant und unabhängig von der Natur der Elektroden, also ein Charakteristikum der Gase ist; die folgende Tabelle enthält die Werte dieses Produktes q, die aus den Messungen von Carr und Strutt berechnet sind, und ferner die mittlere freie Weglänge (λ) der Moleküle der Gase bei Atmosphärendruck; diese sind mit Ausnahme des Helium einer Tabelle aus O. E. Meyer, Kinetische Theorie der Gase (S. 142) entnommen, der Wert für Helium wurde aus den Experimenten Lord Rayleighs[2]) über die innere Reibung des Heliums abgeleitet; obwohl diese freien Weglängen für einen bestimmten Druck genommen sind, so ist doch das Verhältnis der freien Weglänge der Moleküle der verschiedenen Gase unabhängig vom Druck. Die Zahlen der Spalte 3 sind die Funkenlänge in Millimetern multipliziert mit dem kritischen Druck.

Gas	Minimum-funkenpotential	q	$\lambda \cdot 10^5$ cm	$10^5 \cdot \lambda / q$
Luft	341 S.	5,7	0,95	0,17
Stickstoff	251 S.	6,7	0,98	0,14
Sauerstoff	255 C.		1,05	
Wasserstoff	302—308 S. / 278 C.	14,4	1,8	0,12
Kohlensäure	419 C.	5,1	0,68	0,13
Schwefeldioxyd	457 C.	3,3	0,48	0,14
Stickoxyd	418 C.	5	0,68	0,14
Schwefelwasserstoff	414 C.	6	0,628	0,10
Acetylen	468 C.			
Helium	261 S.	27	2,6	0,10

Die Buchstaben S. und C. deuten an, daß die Messungen von Strutt resp. von Carr angestellt sind; es kann keine große Genauigkeit für die Werte der q erwartet werden, da die Bestimmung des

1) Ramsay u. Collie, Proc. Roy. Soc. 59, p. 257, 1896.
2) Lord Rayleigh, Proc. Roy. Soc. 69, p. 198, 1896.

kritischen Druckes schwierig ist; ein kleiner Irrtum in der Bestimmung des Funkenpotentials in der Nähe dieses Druckes würde zu großen Fehlern im Werte des kritischen Druckes führen. Wenn wir dies in Rechnung ziehen, so sind, wie ich denke, die Abweichungen, die in der vorstehenden Tabelle für λ/q von dem konstanten Werte 0,13 sich ergeben haben, mit Ausnahme des Falles des Schwefelwasserstoffes und des Heliums, nicht größer als innerhalb der Versuchsfehler des Experimentes liegt. Bei den beiden Ausnahmen, Schwefelwasserstoff und Helium, haben wir spezielle Umstände, die es bedenklich erscheinen lassen, die Resultate ohne weitere Experimente als endgültig anzunehmen. Schwefelwasserstoff wird durch den Bogen zersetzt, indem Wasserstoff frei wird; wenn eine solche Zersetzung in den Experimenten stattgefunden hätte, so hätten wir bei der Bestimmung des q einen Funken, der durch ein Gemisch von Wasserstoff und Schwefelwasserstoff gegangen ist, der Wasserstoff würde hierbei den kritischen Druck erhöhen und so auch den Wert von q. Ferner sind, wie die Experimente von Strutt erweisen, die Zahlen für Helium sehr weitgehend durch die Anwesenheit geringer Verunreinigungen beeinflußt, so daß es keineswegs sicher sein würde, Schlüsse aus diesen Gasen zu ziehen, ohne daß Bestimmungen der freien Weglänge bei den gleichen Gasproben, die für die elektrischen Bestimmungen gedient haben, gemacht worden sind.

Wir können, wie ich denke, schließen, daß für eine große Zahl Gase der Wert für q/λ nahezu konstant ist, daß also bei einer gegebenen Funkenlänge der kritische Druck proportional der mittleren freien Weglänge der Moleküle der Gase ist.

Paschens Gesetz.

187. Als das Resultat einer sehr ausgedehnten Versuchsreihe über den Zusammenhang zwischen Funkenpotential und Druck kam Paschen[1]) zu dem Schluß, daß das Funkenpotential nur von dem Produkt aus Druck und Funkenlänge abhängig ist, also nur von der Gesamtmasse des Gases zwischen den Elektroden pro Flächeneinheit. Wenn demnach die Funkenlänge d und der Druck p des Gases gleichzeitig verändert werden, aber derart, daß ihr Produkt sich nicht ändert, so wird das Funkenpotential V konstant bleiben; oder mit anderen Worten: V ist eine Funktion von pd.

Die folgenden Resultate sind der Abhandlung Paschens entnommen und sie zeigen, wie nahe dieses Gesetz über eine Reihe von Drucken, die von ihm untersucht wurden, sich bestätigt; alle diese Drucke sind, das muß ausdrücklich betont werden, beträchtlich über

1) Paschen, Wied. Ann. 37, p. 79, 1889.

den kritischen Drucken. V ist das Funkenpotential in elektrostatischen Einheiten gemessen, p der Druck in cm Quecksilber und d die Funkenlänge in cm. Die Elektroden waren bei diesen Experimenten Kugeln von 1 cm Radius.

Luft: $pd = 7{,}5$

p	d	V
10	0,75	16,23
15	0,50	16,54
20	0,38	16,75
25	0,30	17,00
30	0,25	16,83
40	0,17	16,86
50	0,15	16,68
75	0,1	16,33
	Durchschnitt	16,65

Luft: $pd = 20$

p	d	V
28,6	0,7	34,30
33,3	0,6	34,63
40,0	0,5	35,12
50,0	0,4	34,77
66,66	0,3	35,39
	Durchschnitt	34,64

Wasserstoff: $pd = 7{,}5$

p	d	V
10	0,75	9,50
15	0,50	9,32
20	0,38	9,47
25	0,20	9,59
30	0,25	9,58
40	0,187	9,69
50	0,15	9,90
75	0,10	10,44
	Durchschnitt	9,68

Wasserstoff: $pd = 20$

p	d	V
28,6	0,7	19,12
33,33	0,6	19,25
40,00	0,5	19,43
50,00	0,4	19,43
68,66	0,3	20,00
	Durchschnitt	19,45

Kohlensäure: $pd = 7{,}5$

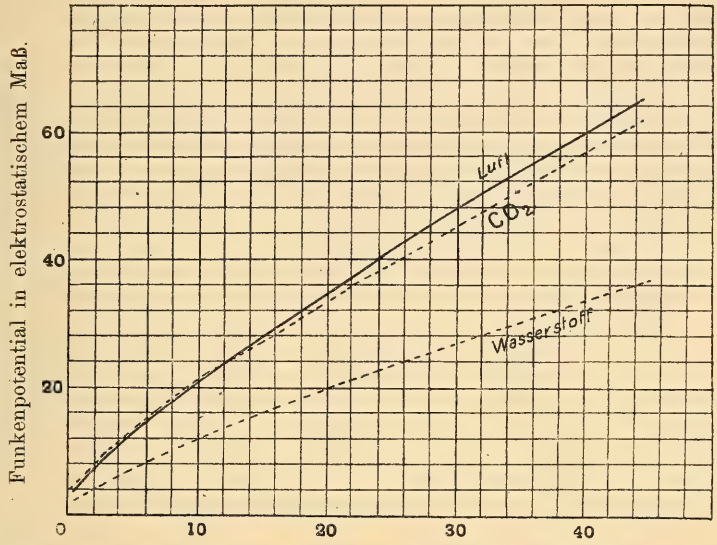
p	d	V
12,5	0,6	16,45
15,0	0,5	16,48
20,0	0,38	17,02
25,0	0,30	17,92
30,0	0,25	17,79
40,0	0,187	18,33
50,0	0,15	17,77
75,0	0,10	17,21
	Durchschnitt	17,37

Kohlensäure: $pd = 20$

p	d	V
33,33	0,6	33,03
40,00	0,8	32,86
50,00	0,4	33,46
66,66	0,3	34,11
	Durchschnitt	33,6

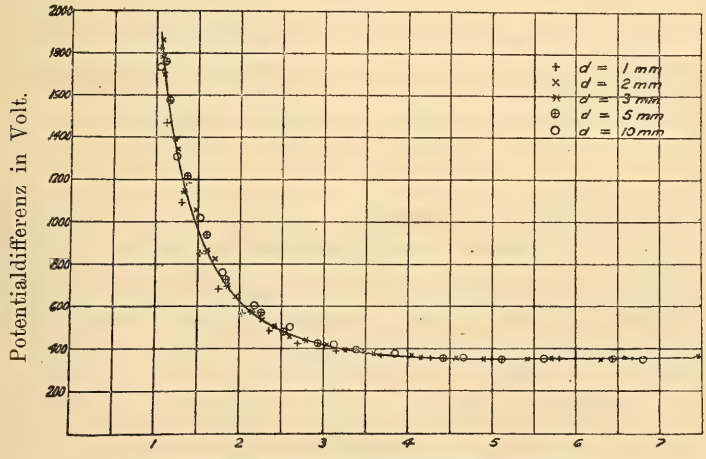
Der Zusammenhang zwischen Funkenpotential und dem Produkt pd ist in den Kurven für Luft, Wasserstoff und Kohlensäure in Fig. 104

gezeigt, die Ordinaten sind die Funkenpotentiale in elektrostatischem Maß, die Abszissen die Werte von pd.



Produkt aus Druck und Elektrodenabstand (oberhalb des kritischen Druckes).

Fig. 104.



Produkt aus Druck und Elektrodenabstand.

Fig. 105. Luft.

Paschens Experimente wurden alle bei Drucken angestellt, die beträchtlich größer als der kritische Druck waren; es wurde jedoch ganz neuerdings von Carr (l. c.) gezeigt, daß sich Paschens Gesetz

für alle Drucke gültig erweist. Dies wird sehr deutlich durch die Kurven in Fig. 105 und 106 gezeigt, die den Zusammenhang zwischen Funkenpotential V (in diesem Falle in Volt gemessen) und dem Produkt pd (p war in Millimeter Quecksilber und d in Millimeter gemessen), zeigen.

Paschens Gesetz und seine Konsequenzen.

Fünf verschiedene Werte von d wurden verwandt; sie erstrecken sich von 1—10 mm; die Resultate sind in den Kurven mit verschiedener Markierung eingezeichnet, die den Punkten der bestimmten Kurven bei den verschiedenen Experimenten entsprechen. Es ist ersichtlich, daß die Punkte für alle Funkenlängen auf der gleichen Kurve liegen, und in diesem Falle wurde der Bereich der Drucke weit bis unter

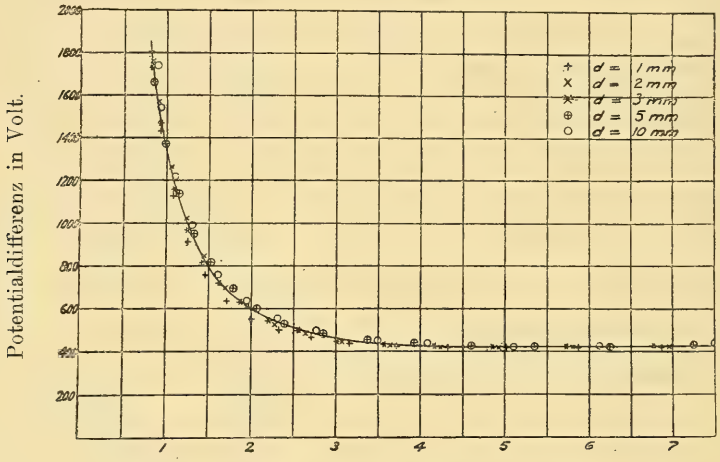


Fig. 106. Kohlensäure.

den kritischen Druck hin ausgedehnt. Das Resultat, das Paschens Gesetz enthält, ist außerordentlich wichtig; wir sehen, daß, um das Funkenpotential für irgend eine Funkenlänge und irgend einen Druck zu finden, nur notwendig ist, die experimentellen Resultate, die für eine konstante Funkenlänge in dem ganzen Bereich der Drucke angestellt sind, zu kennen. Wir sehen ferner, daß aus diesem Gesetze folgt, daß der kritische Druck umgekehrt mit der Funkenlänge variieren muß, ein Resultat, für welches, wie wir gesehen haben, direkte experimentelle Bestätigung erbracht ist. Es folgt ferner aus diesem Gesetz, daß, wenn wir die Werte des Funkenpotentials, das erforderlich ist, um einen Funken von konstanter Länge zu erzeugen, für alle Drucke kennen, wir hieraus den Wert des Funkenpotentials für irgend eine Funkenlänge bei irgend einem Druck ableiten können.

188. Für Drucke, die beträchtlich größer als der kritische Druck sind, ist die Beziehung zwischen Funkenpotential und Funkenlänge linear; bedeutet V das Funkenpotential und x die Funkenlänge bei atmosphärischem Drucke, so ist

$$V = ax + b,$$

wird V in elektrostatischen Einheiten und x in Zentimetern gemessen, so ergeben die Experimente von Baille, Liebig, Paschen, Orgler die folgenden Werte für die Konstanten in Wasserstoff, Luft und Kohlensäure.

Gas	Baille		Liebig		Paschen		Orgler	
	a	b	a	b	a	b	a	b
Luft	99,6	5	87,4		92,5		93,6	
Wasserstoff			55,8		43,0		46,3	
Kohlensäure			91,8		91,1		85,6	

Wolf[1]) untersuchte das Funkenpotential für die Funkenlänge von 1 mm bei Drucken, die von ein bis fünf Atmosphären variierten, und fand, daß (wie wir nach Paschens Gesetz erwarten sollten) eine lineare Beziehung bei diesen hohen Drucken zwischen Funkenpotential und Druck besteht; wenn V das Funkenpotential in elektrostatischem Maß und x den Druck in Atmosphären bezeichnet, so fand Wolf, daß V durch die folgenden Gleichungen gegeben wurde.

Für Wasserstoff $V = 6{,}509x + 6{,}2$
Für Sauerstoff $V = 9{,}6x + 4{,}4$
Für Luft $V = 10{,}7x + 3{,}9$
Für Stickstoff $V = 12{,}08x + 5{,}0$
Für Kohlensäure $V = 10{,}22x + 7{,}2$

Ist F die mittlere elektrische Kraft zwischen den Elektroden bei diesen Experimenten, so ist $F = 10\,V$.

Die Reihenfolge des Funkenpotentials für die verschiedenen Gase hängt, wie aus der vorigen Tabelle ersichtlich ist, vom Druck ab; so ist, bei dem Druck von einer Atmosphäre, V für Kohlensäure größer als für Luft, während es bei hohen Drucken kleiner ist.

Funkenpotential, Schlagweite und Druck.

188a.[2]) Die Beziehung des Funkenpotentials V zur Schlagweite x und zum Druck p ist verschieden für verschiedene Gase. Am einfachsten hat sie sich für das einatomige Helium ergeben, für welches nach Ritter[3])

1) Wolf, Wied. Ann. 37, p. 306, 1889.
2) Autoreferat von Herrn Warburg.
3) F. Ritter, Ann. d. Phys. 14, p. 118, 1904.

$$\frac{V-300}{x} = 146{,}1 + 37{,}7p, \qquad (1)$$

wo p in cm Quecksilber, x in cm, V in Volt ausgedrückt ist. Die Größe $\frac{V-300}{x}$ nennt Ritter die absolute elektrische Festigkeit des Heliums. Es wird sich fragen, ob eine ähnliche einfache Relation auch für andere einatomige Gase gilt.

Für die bisher untersuchten zwei- und mehratomigen Gase sind die $V-x$- und $V-p$-Kurven nicht wie für Helium gerade, sondern schwach hyperbelartig gekrümmte Linien und nähern sich einer Geraden noch für große Werte von x. Für H_2, O_2, N_2, CO_2, Luft fand indessen Orgler[1]) und später für C_2, H_2, Cl_2, Br_2 Ritter[2]) den Quotienten

$$\frac{\partial V_2}{\partial x} \Big/ \frac{\partial V_1}{\partial x} = k, \qquad (2)$$

wo sich 1 auf Luft, 2 auf ein anderes der genannten Gase bezieht, unabhängig von x und p. Diesen Quotienten nennt Orgler die spezifische elektrische Festigkeit des Gases 2 bezüglich der Luft. Es ergab sich

für	H_2	O_2	CO_2	Luft	N_2	
k	0,563	0,888	0,888	1,000	1,050	nach Orgler

für	C_2H_4	Cl_2	Br_2	
k	1,086	1,78	1,98	nach Ritter.

Für Helium gilt natürlich nach (1) die von Orgler gefundene Beziehung (2) nicht; die von Ritter für Helium gefundenen k-Werte bewegen sich zwischen den kleinen Beträgen 0,072 und 0,094, wodurch der geringe Widerstand des Heliums gegen die Funkenentladung ausgesprochen ist.

Das Integral von (2) kann man schreiben

$$V_2 - \alpha_2 = k \cdot V_1 - \alpha_1,$$

wo α_1 und α_2 von x unabhängig ist. Es liegt nahe, die Glieder α durch den Einfluß der Elektroden zu erklären. Würde dieser Einfluß nur an der Oberfläche der Elektroden bemerklich sein, so wäre eine lineare Relation zwischen V und x zu erwarten, wie sie für Helium wirklich besteht. Bei den ein- und mehratomigen Gasen, wo V keine lineare Funktion von x ist, muß der Einfluß der Elektroden sich bis zu endlicher Tiefe in das Gas hinein erstrecken, aber für alle diese Gase in gleicher Art, da sonst die von Orgler gefundene Beziehung (2) nicht gelten könnte.

---

1) A. Orgler, Ann. d. Phys. 1, p. 159, 1900.
2) F. Ritter l. c.

Cohésion diélectrique

189. Bouty[1]) hat eine Reihe Experimente über das elektrische Feld, das notwendig ist, um ein Gas in einen Leiter zu verwandeln, angestellt, und benutzte hierzu eine Methode, welche die Verwendung metallischer Elektroden entbehrlich machte. Bei dieser Methode ist das Gas bei niedrigem Druck in einem Glasgefäß enthalten, das parallele Seiten hat, und dieses Gefäß wird in den Raum zwischen zwei parallele Platten, die parallel mit den Wänden des Gefäßes sind, gebracht. Die Potentialdifferenz zwischen den Platten wird so lange gesteigert, bis das Gas in dem Glasgefäß leuchtend wird, wodurch angezeigt ist, daß eine Entladung durch dasselbe hindurchgeht. Die Stärke des elektrischen Feldes, also die elektrische Kraft (nicht die Potentialdifferenz), wenn dieses eintritt, wird von Bouty als cohésion diélectrique des Gases bezeichnet. Eine große Zahl Gase wurde nach dieser Methode geprüft. Bouty fand, daß die cohésion diélectrique F für Gase bis zu 6 cm Druck durch die Formel

$$F = a + bp$$

sich darstellen ließ, wo a und b Konstanten und p der Druck ist. Wenn F in absoluten elektrostatischen Einheiten und p in Atmosphären gemessen wird, so fand Bouty, daß

für Wasserstoff $F = 1{,}4 + 63{,}33p$

für Luft $F = 1{,}593 + 119{,}09p$

für Kohlensäure $F = 1{,}703 + 144{,}4p$

ist; er verglich diese Gleichungen mit denen von Wolf und betont, daß, während die Koeffizienten von p nicht so sehr verschieden sind, die konstanten Terme von einer ganz anderen Größenordnung sind; er schiebt diesen Unterschied darauf, daß die Elektroden in Wolfs Experimenten aus Metall waren, während sie bei seinen Experimenten aus Glas bestanden; mir scheint, daß die folgende Erklärung wahrscheinlicher ist. Wenn V die Potentialdifferenz ist, die erforderlich ist, um einen Funken von der Länge C in einem Gase bei einem Druck p, der beträchtlich größer als der kritische Druck ist, zu erzeugen, so haben wir näherungsweise, wenn A und B Konstanten sind,

$$V = A + Blp;$$

nun aber wissen wir aus Paschens Gesetz, daß V eine Funktion von lp ist; da nun F, die mittlere elektrische Intensität beim Übergang des Bogens, durch die Gleichung gegeben ist,

$$F = \frac{A}{l} + B \cdot p,$$

so variiert der konstante Term umgekehrt mit der Länge des Funkens, während der Koeffizient von p unabhängig von der Länge ist. Bei

1) Bouty, C. R. 131, p. 469, 1900.

Wolfs Experimenten war die Funkenlänge nur 1 mm, während die Entfernung zwischen den Platten bei den Experimenten Boutys viel größer war, so daß der Unterschied in den Funkenlängen den Unterschied in den konstanten Termen erklären würde, und es ist nicht notwendig, dies auf die Natur der Elektroden zu schieben. Bouty[1]) hat die Konstanten a, b in der Gleichung $F = a + bp$ für die cohésion diélectrique für eine Zahl von Dämpfen bestimmt; die Resultate sind in der folgenden Tabelle wiedergegeben. Boutys Messungen wurden bei Drucken, die von 0,0055 cm bis zu 2 cm Quecksilber sich änderten, angestellt. Die Konstanten beziehen sich auf den Fall, daß der Druck in Zentimeter Quecksilber und F in Volt pro Zentimeter gemessen wird.

Dampf von	a	b
Wasser	333	500
Methylalkohol	375	616
Ethylalkohol	364	800
Äther	360	1000
Methylformat	364	1020
Ethylpropionat	312	1043
Aceton	355	1100
Ethylformat	360	1110
Methylacetat	369	1250
Carbonbisulphid	330	1510
Toluol	380	1610
Benzol	377	1670

Es ist ersichtlich, daß die Werte für a im Vergleich mit denen von b sehr wenig variieren. Die Werte von b sind in nahezu allen Fällen von gleicher Ordnung wie die von $1/\lambda$, wo λ die mittlere freie Weglänge der Moleküle des Gases ist, und sind in einigen Fällen annähernd proportional mit dieser Größe. Wenn das Gesetz, das nach diesen Resultaten sich vermuten ließe, wirklich besteht, und b umgekehrt proportional mit $1/\lambda$ sein sollte, so müßte das Funkenpotential V, das für eine konstante Funkenlänge erforderlich ist, bei Drucken, die größer als der kritische Druck sind, sich durch eine Gleichung von der Form

$$V = a + \frac{b}{\lambda},$$

ausdrücken lassen, wo λ die mittlere freie Weglänge der Moleküle und a und b Konstanten sind, die die gleichen für alle Gase sind.

Funkenpotential und mittlere Weglänge.

190. v. Röntgen[2]) kam zu dem Schluß, daß das Funkenpotential für eine konstante Funkenlänge umgekehrt proportional ist mit

1) Bouty, C. R. 131, p. 503, 1900.
2) Röntgen, Göttinger Nachr. 1878, p. 390.

der mittleren freien Weglänge der Moleküle der Gase, durch welche der Funken geht; wir haben jedoch gesehen, daß das Größenverhältnis der Funkenpotentiale für verschiedene Gase mit dem Druck und der Funkenlänge variiert, so daß diese Feststellung nicht vollständig dem Gesetze der Funkenentladung gerecht wird. Wenn wir die Frage von dem Gesichtspunkte des Paschenschen Gesetzes aus betrachten, so sehen wir aus diesem Gesetze, daß

$$V = f\left(\frac{x}{\lambda}\right),$$

ist, wo x die Funkenlänge, λ die mittlere freie Weglänge der Moleküle des Gases ist; wenn das Funkenpotential für verschiedene Gase nur von der mittleren freien Weglänge der Moleküle des Gases abhinge, so würde die Funktion f dieselbe sein, unabhängig von der Natur des Gases; wenn aber dies der Fall wäre, so würde der Minimalwert des Potentials, der erforderlich ist, um einen Funken zu erzeugen, für alle Gase der gleiche sein, ein Resultat, das nicht mit den experimentellen Bestimmungen, dieser Größen im Einklang ist. Ich versuchte eine Gleichung von der Form

$$V = A + F\left(\frac{x}{\lambda}\right),$$

wo F dieselbe Funktion für alle Gase und A eine Konstante ist, die von einem Gase zum anderen variieren kann, anzuwenden. Praktisch sind die einzigen Gase, für die wir hinreichend Material besitzen, um diese Gleichung zu prüfen, Luft, Wasserstoff und Kohlensäure. Ich fand, daß die Beobachtungen in Luft und Wasserstoff in Übereinstimmung mit dieser Gleichung sind, während die in Kohlensäure es nicht sind. Es ist jedoch wünschenswert, daß die Beobachtungen auf weitere Gase ausgedehnt würden, weil ja speziell bei Kohlensäure Begleiterscheinungen auftreten, die es bedenklich machen, aus diesem Gase allein Schlüsse zu ziehen; zunächst unterscheiden sich die von verschiedenen Beobachtern angestellten Experimente viel weitgehender für dieses Gas als für eins der anderen untersuchten Gase, es gehört zu denen, bei denen die Verzögerung des Funkens außerordentlich ausgesprochen ist, und bei anderen Fällen der Entladung, wie z. B. der Entladung durch ultraviolettes Licht, zeigt es Eigentümlichkeiten, die weder von Luft, noch von Wasserstoff gezeigt werden. Sorgfältige Beobachtungen über die Funkenentladung in einem Gase, das eine mittlere freie Weglänge hat, die sich beträchtlich von Wasserstoff und von Luft unterscheidet, sind sehr wünschenswert.

Funkenlängen in Gasen und Dämpfen.

191. Natterer[1]) prüfte für eine große Anzahl von Gasen die Funkenlängen, die bei konstantem Druck durch ein kleines Induktio-

1) Natterer, Wied. Ann. 38, p. 63, 1889.

rium erzeugt werden; die Messungen, die nach dieser Methode angestellt sind, sind natürlich außerordentlich roh, aber sie sind für viele Gase die einzigen Messungen, die wir über den Durchgang des Funkens besitzen. Ein Teil der Natterer'schen Resultate sind in der folgenden Tabelle wiedergegeben; die Temperatur ist, wo sie nicht besonders angegeben ist, etwa 20° C, die Funkenlängen sind Millimeter.

Gas	Funkenlänge	Gas	Funkenlänge
H_2	15—20	HCN (80° C)	2—3
N_2	10—15	CO	10—14
NO	9—14	C_2H_4	8—13
O_2	8—10	C_2H_6	10—13
HCl	5—7	CH_3OH (100° C)	9—12
Cl_2	2—4	CO_2	8—11
HBr	2—3,5	$CH_3 \cdot CHO$ (100° C)	6—8
HI	1,5—2	C_2H_5OH (110° C)	7—9
Br_2 (100° C)	2—3	CH_3Cl	8—11
J_2 (230° C)	2,5—3	C_2N_2	1,5—2
H_2O (130° C)	4—7	$(CH_3)_2CO$ (100° C)	6—9
H_2S	3—5	C_2H_5CHO (100° C)	4—7
N_2O	3—5	C_2H_5Cl	4—7
SO_2	1,5—2	$(C_2H_5)_2O$ (100° C)	5—8
$HgCl_2$ (271° C)	2—2,5	CS_2 (100° C)	2—3
NH_3	5—8	C_6H_6 (110° C)	7—9
PH_3	4—7	C_4H_4S (110° C)	4—5
S_2Cl_2 (135° C)	1,75—2	$C_2H_3O_2C_2H_5$ (110° C	3—7
PCl_3 (137,5° C)	1,5—2	C_2H_5Br (100° C)	3—3,5
$AsCl_3$ (181,5° C)	1,25—1,5	$CHCl_3$ (100° C)	1,75—2
PBr_3 (271° C)	1,75—2	C_3H_7Br (100° C)	2,25—2,75
SiF_4 (101° C)	5—7	$(CH_3)_2CHBr$ (100° C)	2—2,5
PCl_3O (153° C)	2,25—2,5	CH_3J (100°)	2—2,25
$SiCl_4$ (170° C)	1,75—2	CCl_4 (110° C)	1,5—1,75
$SnCl_4$ (260° C)	1,5—1,75	C_2H_5J (100° C	1,75—2
CH_4	7—10	$CHBr_3$ (180° C)	2—2,5
C_2H_2	3—4	$Hg(C_2H_5)_2$ (195° C)	6—7

Man wird bemerken, daß die Funkenlängen in Dämpfen komplizierter chemischer Verbindungen, in denen die mittlere freie Weglänge klein ist, kurz sind; die Halogene Chlor, Brom und Jod scheinen einen großen Einfluß auf die Verkürzung des Funkens auszuüben, diese Elemente und ihre Verbindungen haben kurze freie Weglängen.

Natterer fand, daß die Funkenlänge außerordentlich lang in den einatomigen Dämpfen von Quecksilber und Cadmium war, wir sahen auch, daß sie in dem einatomigen Gase Helium lang ist.

Theorie der Funkenentladung.

J. J. Thomsons Theorie der Ionisation durch Ionenstoß.

192. Nunmehr ist es vielleicht zunächst von Nutzen über eine Theorie zu berichten, die viele Eigentümlichkeiten der Funkenentladung zu erklären imstande ist. Nach dieser Theorie, die der Verfasser in einer Abhandlung, die er der Cambridge Philosophical Society im Februar

1900 vorlegte und im Philosophical Magazine (5) 50, p. 278, 1900 veröffentlichte, wird die Ionisation, die notwendig ist, um das Gas in den leitenden Zustand zu setzen, der für den Übergang des Funkens erforderlich ist, dadurch erwirkt, daß die Ionen des Gases den Funken dadurch erzeugen, daß sie unter dem Einfluß des elektrischen Feldes eine Geschwindigkeit erlangen, die so groß ist, daß das Auftreffen auf die Moleküle des Gases, durch das sie sich bewegen, Ionisation der Moleküle erzeugt. Wir haben schon Beispiele für die Ionisation der Gase durch schnell sich bewegende Ionen im Falle der Kathoden- und Lenardstrahlen gehabt, und wir haben gesehen, daß die Anschauung (die durch die Betrachtung der Funkenentladung nahe gelegt war), daß Ionen in einem starken elektrischen Felde hinreichende Energie erwerben können, um imstande zu sein, selbst ionisierende Kräfte auszuüben, zur Erklärung einiger Erscheinungen, die im Zusammenhange mit der Entladung der Elektrizität, wie sie durch die Einwirkung des ultravioletten Lichtes erzeugt wird, stehen, gedient hat. Townsend (siehe S. 362) hat gezeigt, daß in dem Falle der Gase, die mit Hilfe von Röntgenstrahlen ionisiert sind, die negativen Elektronen, die in dem Gase vorhanden sind, in einem starken elektrischen Felde neue Ionen durch Zusammenstoß mit den Molekülen des Gases erzeugen können; wir haben demnach von verschiedenen Seiten her direkte Einsicht, daß schnell sich bewegende negative Ionen durch Stoß neue Ionen erzeugen können.

Ionenstoß an einzelnen Stellen des Feldes.

Wir wollen nun den Fall eines Gases zwischen zwei parallelen Metallplatten, zwischen denen ein elektrisches Feld existiert, betrachten; sind dort nur wenig negative Ionen vorhanden, so werden diese durch das Feld in Bewegung gebracht, und wenn die Stärke des Feldes einen bestimmten Wert überschreitet, so werden sie hinreichende Energie erlangen, um die Moleküle des Gases, mit denen sie in Berührung kommen, zu ionisieren. Wenn jedoch die Bedingungen derart sind, daß nur die negativen Ionen in dem Felde neue Ionen erzeugen, so wird der Strom nur ein vorübergehender sein, denn in einer kurzen Zeit werden alle negativen Ionen von der Elektrode weggetrieben werden, und der Strom wird aufhören. Wenn jedoch die positiven Ionen auf ihrem Wege zur Kathode neue Ionen erzeugen können, so sind negative Ionen fortgesetzt im Entstehen, und diese werden unter der Einwirkung des Feldes neue Ionen erzeugen, und so wird die Zahl der Ionen und die Leitfähigkeit des Gases in geometrischer Progression anwachsen; dieser Anstieg wird jedoch nicht unbeschränkt lange fortdauern, denn mit wachsender Leitfähigkeit des Gases wird die Feldstärke zwischen den Platten abnehmen, bis diese so weit abfällt, daß die Zahl der Ionen, die in der Zeiteinheit durch das Feld erzeugt werden, gleich der Zahl ist, die in der gleichen Zeit durch Kombination der Ionen und durch Bewegung der Ionen zu den Elek-

Die Rolle der positiven Ionen.

troden, verloren geht. Um den Strom aufrecht zu erhalten, ist es für die positiven Ionen nicht nötig, neue Ionen in allen Teilen des Feldes zwischen den Elektroden zu erzeugen, es genügt, wenn die Erzeugung nahe an der Kathode vor sich geht. Die positiven Ionen werden auf die Kathode treffen; unter ihrem Bombardement werden vermutlich von der Kathode negative Elektronen — in der Tat Kathodenstrahlen — ausgesandt, so daß die fortgesetzte Ergänzung negativer Elektronen nach dieser Anschauung vom Metall der Kathode ausgeht, indem der Antrieb zu dieser Emission erst eigentlich durch die positiven Ionen, die auf die Kathode treffen, erfolgt. Die Wirkung der positiven Ionen als ionisierende Kraft beschränkt sich demnach auf ihren Anprall auf die Kathode; es ist nicht notwendig, anzunehmen, daß sie, wie die negativen Elektronen, die Moleküle eines Gases dadurch ionisieren, daß sie auf dieselben treffen. Der Ausdruck für die Potentialdifferenz ist jedoch der gleiche, ob wir nun annehmen, daß die positiven Ionen die Kathode veranlassen, Elektronen durch ihren Anprall zu emittieren, oder ob wir annehmen, daß sie das Gas, das eng an der Kathode anliegt, infolge der Größe der Energie ionisieren, die sie in anderen Teilen des Feldes nicht in dem Maße besitzen, um das Gas ionisieren zu können.

Der Entladungsverlauf.

193. Bevor wir dazu übergehen, aus diesen Prinzipien den Zusammenhang zwischen Funkenpotential, Funkenlänge und Druck zu erhalten, wird es nützlich sein, einige Tatsachen bezüglich der Verteilung der elektrischen Kraft längs des Funkens zu betrachten, die aus dem Studium der Entladung bei niederem Druck erhalten wurden, wo der Vorgang der Entladung viel klarer als bei atmosphärischem Druck ist. Dieser Vorgang zeigt, wie wir später sehen werden, manche Varianten, aber ein Beispiel, das als typisch angenommen werden kann, wird durch Fig. 107 illustriert. Die Verteilung der elektrischen Feldstärke längs der Linien der Entladung zeigt Fig. 108. Nächst der Kathode ist ein dunkler Raum, der als Crookesscher Dunkelraum bezeichnet wird, die Dicke desselben ist unabhängig von der Entfernung zwischen den Elektroden, dann kommt ein leuchtender Teil, der als negatives Glimmlicht bezeichnet wird, dann folgt ein dunkler Raum, der Faradaysche Dunkelraum, und dann ein leuchtendes Stück, das bis zur Anode reicht, die positive Säule.

Fig. 107.

Determination der Gasentladung.

Aus der Kurve, die den Verlauf der elektrischen Feldstärke ergibt, sehen wir, daß diese annähernd gleichförmig längs der positiven Säule ist; daß aber in dem Crookesschen Dunkelraume die elektrische Intensität außer-

ordentlich viel größer ist. Die Potentialdifferenz zwischen der Kathode und dem negativen Glimmlicht, die als Kathodenfall bezeichnet wird, ist, wie wir später sehen werden, unabhängig vom Druck des Gases und von der Entfernung zwischen der Anode und Kathode, so lange als diese größer als die Dicke des Dunkelraumes ist. Wir sehen ferner, daß nur im Crookesschen Dunkelraume die elektrische Feldstärke größer als in der gleichförmigen positiven Säule ist; demnach sind auch nur in diesem Raum die positiven Ionen fähig, neue Ionen durch Zusammenstoß mit den Molekülen des Gases zu erzeugen. Zusammenfassend können wir sagen, wir haben ein gleichförmig elektrisches Feld längs der

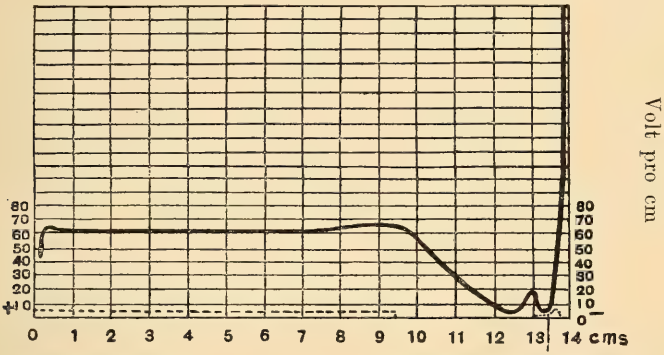


Fig. 108.

positiven Säule und ein variables von viel größerer Intensität innerhalb des Crookesschen Dunkelraumes. Die Dicke des Dunkelraumes ist unabhängig von der Entfernung zwischen den Elektroden, so daß je weiter sie voneinander entfernt sind, um so länger der Bereich der gleichförmigen elektrischen Intensität längs der positiven Säule ist.

Theorie der Funkenentladung; Beziehung zwischen Funkenpotential und Funkenlänge.

Wir werden nun im folgenden die Beziehung ableiten zwischen Funkenpotential und Funkenlänge. Wir fanden (S. 362), daß, wenn n die Zahl der Elektronen pro Einheitsvolumen bei einer Entfernung x von der Kathode, u die Geschwindigkeit dieser Elektronen, λ ihre freie Weglänge, e die Ladung eines Elektrons ist, daß dann, wenn das System im Gleichgewichtszustand ist,

$$\frac{d}{dx}(nu) = \frac{nu}{\lambda}(f(Xe\lambda) - \gamma), \qquad (1)$$

ist, wo $f(Xe\lambda)$ das Verhältnis zwischen der Zahl der Zusammenstöße der neuen Ionen und der Gesamtzahl der Zusammenstöße ergab, und γ das Verhältnis der Zahl der Zusammenstöße, in denen die Elektronen an den Molekülen haften bleiben, zur Gesamtzahl der Zusammenstöße ist. Wenn das elektrische Feld sehr stark ist, so erlangen

die Elektronen so viel Energie, daß jeder Stoß Ionen erzeugt; in diesem Fall ist $f(Xe\lambda) = 1$, wenn $Xe\lambda$ unter einen bestimmten Wert fällt, so ist $f(Xe\lambda) = 0$; wir werden annehmen, daß in dem Crookesschen Dunkelraum das elektrische Feld so stark ist, daß $f(Xe\lambda) = 1$ ist, und daß in dem übrigen Felde, wo die elektrische Intensität viel geringer ist, $f(Xe\lambda) = \beta Xe\lambda - w$ ist, wo β und w Konstanten sind.

Aus Gleichung (1) haben wir

$$nu = n_0 u_0 e^{\int_0^x (f(Xe\lambda) - \gamma)\frac{dx}{\lambda}}, \qquad (2)$$

wo $n_0 u_0$ der Wert von nu für $x = 0$, also an der Kathode, ist; wenn wir in dieser Gleichung $x = d$ setzen, so werden wir den Wert von nu an der Anode erhalten; dieser ist, wenn keine positiven Ionen von der Anode selbst kommen, gleich i/e, wo i der Strom pro Querschnittseinheit des Gases ist. Wir wollen zunächst den Fall betrachten, daß d größer als c, der Dicke der Crookesschen Schicht, ist: dann ist von $x = 0$ bis $x = c$, $f(Xe\lambda) = 1$ und von $x = c$ bis d, $f(Xe\lambda) = \beta Xe\beta - w$, demnach ist in diesem Falle

$$\int_0^d (f(Xe\lambda) - \gamma)\frac{dx}{\lambda} = \frac{c}{\lambda} + \beta e(V - V_0) - \frac{\gamma d}{\lambda} - \frac{w(d-c)}{\lambda},$$

wo V_0 die Potentialdifferenz längs des Crookesschen Dunkelraumes, also der Kathodenfall ist. Wir haben also aus (2), wenn wir $nu = i/e$ setzen

$$i = n_0 u_0 e\varepsilon^{\frac{c(1+w)}{\lambda} + \beta e(V - V_0) - \frac{\gamma + wd}{\lambda}}.$$

Nun ist $n_0 u_0$ die Zahl der Elektronen, die in der Zeiteinheit pro Flächeneinheit der Kathode emittiert werden. Wir nehmen an, daß diese Emission durch das Bombardement der positiven Ionen auf die Kathode hervorgerufen ist, und daß die Zahl der pro Sekunde emittierten Elektronen proportional der Energie ist, die der Kathode durch die positiven Ionen erteilt wird. Es erhebt sich die Frage, wie groß die Energie ist, die die Ionen besitzen, wenn sie die Kathode treffen; bevor sie den Crookesschen Raum erreichen, bewegen sie sich in einem schwachen Teile des Feldes, und ihre Energie ist proportional mit $Xe\lambda$, wo X die elektrische Intensität bedeutet; wenn sie jedoch in den dunklen Raum kommen, so wird das Feld plötzlich stärker, und die Energie der positiven Ionen wächst rapide, wir werden demnach eine weitgehende Näherung erhalten, wenn wir die Annahme machen, daß die Energie der positiven Ionen diesen im dunklen Raume erteilt wird, und daß die Energie eines jeden Ions gleich ist $V_0 e$, wo V_0 der Kathodenfall ist. Die Zahl der positiven Ionen, welche die Flächeneinheit der Kathode in der Zeiteinheit treffen, ist gleich

$(i - n_0 u_0 e)/e$ und die Energie, die durch sie der Kathode erteilt wird, ist demnach $(i - n_0 u_0 e) V_0$. Wir machen die Annahme, daß $n_0 u_0$, die Zahl der in der Zeiteinheit emittierten Elektronen, proportional der Energie des Bombardements ist, so daß

$$n_0 u_0 = k (i - n_0 u_0 e) V_0,$$

ist, wo k eine Konstante ist.

Wenn wir diesen Wert von $n_0 u_0$ in Gleichung (3) substituieren, so erhalten wir

$$i = \frac{k V_0 e i}{1 + k V_0 e} \varepsilon^{\frac{c(1+w)}{\lambda} + \beta e (V - V_0) - (\gamma + w) \frac{d}{\lambda}};$$

wir haben demnach

$$\beta e (V - V_0) = (\gamma + w) \frac{d}{\lambda} - \frac{c(1+w)}{\lambda} + \log \frac{(1 + k V_0 e)}{k V_0 e}, \qquad (4)$$

Lineare Beziehung, entsprechend Paschens Gesetz.

oder

$$V = V_0 + \frac{1}{\beta e} \log \frac{(1 + k V_0 e)}{k V_0 e} - \frac{c(1+w)}{\lambda} \frac{1}{\beta e} + \frac{(\gamma + w)}{\beta e} \frac{d}{\lambda}.$$

Dies gibt uns die Beziehung zwischen V, dem Funkenpotential, d, der Länge des Funkens, und λ, das umgekehrt proportional dem Drucke ist. Wir sehen, daß die Beziehung linear ist, und da c proportional mit λ ist, so sehen wir, daß diese Gleichung Paschens Gesetz erfüllt, daß V eine Funktion von d/λ ist.

Fall der in den dunkeln Raum gerückten Anode.

Wir werden auf die Diskussion dieser Gleichung zurückkommen, nachdem wir den Fall näher überlegt haben, daß d, die Funkenlänge, kleiner als c ist, daß also die Anode in den dunklen Raum hineinrückt. In diesem Falle ist $f(Xe\lambda)$ im ganzen Felde gleich Eins, und die Energie, mit der die positiven Ionen die Elektrode treffen, ist dann eV und nicht eV_0, wo V die Potentialdifferenz zwischen den Platten bedeutet. Wir haben demnach

$$\int_0^d \{f(Xe\lambda) - \gamma\} \frac{dx}{\lambda} = (1 - \gamma) \frac{dx}{\lambda},$$

und

$$n_0 u_0 e = k (i - n_0 u_0 e)\, Ve. \qquad (5)$$

Wir haben also an Stelle von Gleichung (3)

$$i = n_0 u_0 e \varepsilon^{(1-\gamma)\frac{d}{\lambda}},$$

woraus wir erhalten

$$\frac{1 + kVe}{kVe} = \varepsilon^{(1-\gamma)\frac{d}{\lambda}},$$

oder

$$V = \frac{1}{ke} \frac{1}{\varepsilon^{(1-\gamma)\frac{d}{\lambda}} - 1}; \qquad (6)$$

aus dieser Gleichung sehen wir, daß V, das Funkenpotential, sehr

schnell mit abnehmenden d/λ wächst; wir sehen ferner, daß Paschens Gesetz wiederum erfüllt ist, da ja V eine Funktion von d/λ ist.

Vergleich von Theorie und Experiment.

Wenn wir die Gleichungen (4) und (6) kombinieren und das Resultat graphisch durch eine Kurve, deren Ordinaten proportional mit V, und deren Abszissen proportional mit d/λ sind, darstellen, so erhalten wir wieder eine Kurve, ähnlich der in Fig. 109 gezeichneten. Ein Vergleich mit den Figuren, die auf Seite 382—387 gegeben sind, wird zeigen, daß, ausgenommen in unmittelbarer Nähe des Minimalwertes des Funkenpotentials, die theoretische Kurve gut mit der experimentell erhaltenen übereinstimmt; wir hätten von vornherein,

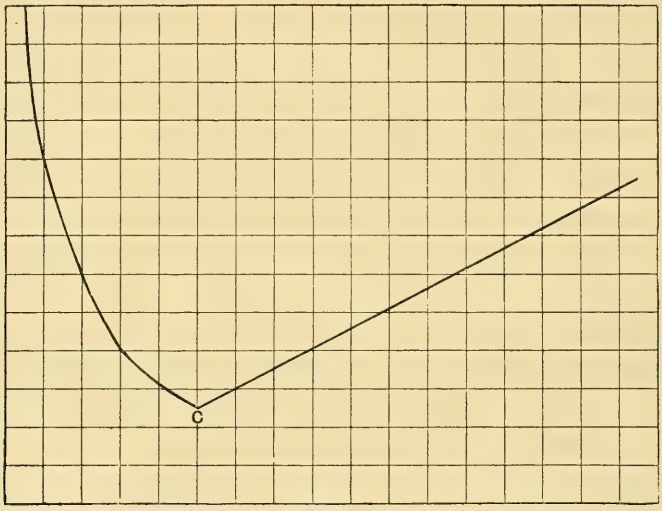


Fig. 109.

wenn wir gewollt hätten, einen glatten Verlauf der theoretischen Kurve in diesem Bereich erhalten können; nur um hier die Rechnung zu vereinfachen, nahmen wir Werte von $f(Xe\lambda)$ an, welche an dieser Stelle diskontinuierlich sind.

Es ist von Interesse, zu sehen, welches Licht die Theorie auf die Fragen wirft, die sich durch das Experiment ergeben. Wir sehen, daß die Messungen, die über das Funkenpotential angestellt sind, vermuten lassen (mehr können wir schwerlich sagen), daß sich das Funkenpotential durch eine Gleichung von der Form $V = k + f\left(\frac{d}{\lambda}\right)$ ausdrücken läßt, wo d die Funkenlänge, λ die mittlere freie Weglänge bedeutet und f eine Funktion ist, die die gleiche für alle Gase ist. Nun ist für Funken, deren Länge größer als die kritische Funkenlänge ist, nach der Theorie $V = \text{konst.} + \frac{(\gamma + w)}{\beta e}\frac{d}{\lambda}$, wenn dies über-

einstimmend mit der Form sein soll, die wir diskutieren wollen, so muß $\frac{(\gamma + w)}{\beta e}$ unabhängig von der Natur des Gases sein: γ mißt die Chance, die ein Elektron hat, an einem Moleküle gegen das es trifft, haften zu bleiben, und β und w die Chance eines Moleküles, ionisiert zu werden, wenn es von einem Elektron, das sich mit einer bestimmten Geschwindigkeit bewegt, getroffen wird. Wir haben keine unabhängigen Messungen über diese Größen; wir können aber wohl im voraus vermuten, daß sie in gewissem Grade, wenn auch wahrscheinlich nicht weitgehend, von der Natur der Moleküle abhängig sind. Wir sahen ferner (S. 388), daß sich sehr klar ergab, daß für einen gegebenen Druck die kritische Funkenlänge in verschiedenen Gasen proportional mit der mittleren freien Weglänge der Moleküle ist: wenn demnach c die kritische Funkenlänge für die freie Weglänge λ ist, so hat c/λ für alle Gase den gleichen Wert.

Wir wollen nun den Minimalwert des Potentials V_0 betrachten, der notwendig ist, um einen Funken zu erzeugen; nach Gleichung (4) und (6) ist V_0 durch die Gleichung

$$V_0 = \frac{1}{ke}\left(\varepsilon^{(1-\gamma)\frac{c}{\lambda}} - 1\right)$$

gegeben. Wenn wir also von Veränderungen in γ absehen, so sehen wir, daß die Werte von V_0 in verschiedenen Gasen proportional mit $1/ke$ sind. Aus Gleichung (5) folgt, daß $1/ke$ die Potentialdifferenz ist, die ein positives Ion durcheilen muß, um eine so große Energie zu erreichen, damit sein Stoß gegen die Elektrode die Emission eines Elektrons, entweder von der Kathode selbst oder von einer Schicht des Gases in der Nähe der Kathode veranlaßt.

Erklärung der Funkenverzögerung durch den Ionenstoß.

194. Der Standpunkt, den wir in bezug auf die Funkenentladung eingenommen haben, gibt für die Funkenverzögerung, also für das Intervall zwischen Anlegung des elektrischen Feldes und dem Durchgang des Funkens, das, wie wir gesehen haben, unter bestimmten Umständen sehr ausgeprägt ist, Rechenschaft; denn bevor der Funken einen stationären Zustand erreicht, besteht ein einleitender Zustand, während dessen die Zahl der Ionen fortgesetzt wächst. Bei dem ersten Anlegen des Feldes ist die Zahl der Ionen und der Strom durch das Gas gering, aber infolge der Zusammenstöße mit den Molekülen des Gases wird die Zahl der Ionen und der Strom rapide ansteigen, bis schließlich ein stationärer Zustand erreicht ist. Dieses Intervall ist es, das wir als Verzögerung bezeichnet haben, und wir sehen, daß die Dauer derselben durch irgend eine Kraft, wie etwa ultraviolettes Licht, welches die negative Elektrode trifft, und die Zahl der negativen Ionen im Gase anfänglich vermehrt, herabgesetzt werden muß.

Die Anschauung, daß die Emission negativer Ionen von der Kathode dem Aufprall der positiven Ionen auf diese zuzuschreiben ist, ist weitgehend durch einige Experimente von Schuster[1]) und Wehnelt[2]) über den Einfluß von Hindernissen im Crookesschen

Experimentelle Stütze der Ansicht, daß die Ionenerzeugung an der Kathode durch den Stoß der positiven Ionen veranlaßt ist.

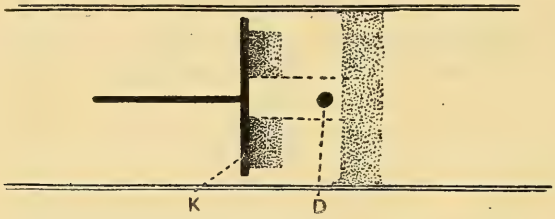


Fig. 110.

Raume gestützt: diese Hindernisse werfen Schatten auf die Kathode, und die Gegend, die beschattet ist, emittiert keine Kathodenstrahlen. Diese Erscheinung ist in Fig. 110 verbildlicht, sie ist einer Abhandlung Wehnelts entnommen; in dieser Figur ist D das Hindernis und K die Kathode.

Die Potentialdifferenz, die erforderlich ist, um sehr kurze Funken zu erzeugen.

Funkenpotential bei sehr kleinen Funkenlängen.

195. Earhart[3]) hat eine Reihe von Experimenten über die Potentialdifferenz, die notwendig ist, um Funken zu erzeugen, deren Länge vergleichbar mit der Wellenlänge des Natriumlichtes ist, angestellt; die Elektroden, die er verwandte, waren Stahlkugeln, und der Zusammenhang zwischen Funkenpotential und Entfernung zwischen den Kugeln ist in Fig. 111 wiedergegeben, die Abszissen bedeuten hier die Funkenpotentiale und die Ordinaten die kürzeste Entfernung zwischen den Kugeln. Infolge der Krümmung der Elektroden ist die geringste Entfernung zwischen den Kugeln nicht notwendig gleich der Funkenlänge; so wird, wenn die Entfernung kleiner als die kritische Funkenlänge ist, der Funken nicht an der kürzesten Stelle übergehen, sondern eine Bahn wählen, deren Entfernung gleich der kritischen Funkenlänge ist. Demnach zeigen auch die Kurven Earharts nicht den Anstieg der Potentialdifferenz bei Abnahme der Entfernung zwischen den Elektroden, wie dies geschehen wäre, wenn seine Elektroden eben gewesen wären. Die interessanteste Erscheinung an den Kurven ist die sehr rapide Abnahme des Funkenpotentials, wenn die Entfernung zwischen den Elektroden auf weniger als $3 \cdot 10^{-4}$ cm fällt; von dieser

1) Schuster, Proc. Roy. Soc. 47, p. 557, 1890.
2) Wehnelt, Wied. Ann. 67, p. 321, 1899.
3) Earhart, Phil. Mag. VI, 1, p. 147, 1901.

Entfernung an fällt das Funkenpotential rapide mit der Entfernung, und nach Earharts Experimenten scheint es direkt proportional der Entfernung zu sein. Die kleinsten Potentialdifferenzen, die wirklich gemessen wurden, waren 32 Volt, wenn die Entfernung zwischen den Elektroden $3 \cdot 10^{-5}$ cm war; dies ist nur etwa ein Zehntel des Minimalwertes des Funkenpotentials. Earhart machte einige Beobachtungen über den Einfluß des Druckes; eine Verringerung des Druckes von drei Atmosphären auf eine schien das Entladungspotential nicht zu beeinflussen, so lange die Elektroden sehr nahe beieinander waren; wenn der Druck unter eine Atmosphäre verringert wurde, so verringerte sich jedoch auch das Entladungspotential. Eine Betrachtung der Kurven läßt vermuten, daß ihr Charakter sich verändert, wenn die Elektroden in eine bestimmte Entfernung voneinander gebracht werden, oder, was ebenfalls mit den Kurven in Einklang wäre, wenn die mittlere Intensität F zwischen den Platten einen bestimmten Wert erreicht (etwa eine Million Volt pro cm): hat F einmal diesen Wert erreicht, so scheint nach den Experimenten von Earhart die Entladung durch die Bedingung bestimmt, daß F, also V/d, wenn V die Potentialdifferenz und d die Entfernung zwischen den Elektroden ist, diesen Wert haben muß, damit Entladung erfolgt. Diese Experimente ergeben verschiedene, sehr interessante Gesichtspunkte, und es ist zu erhoffen, daß sie weitergeführt werden.

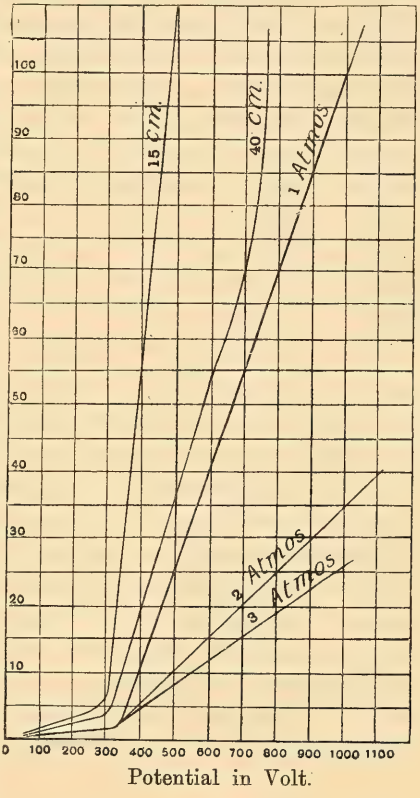


Fig. 111.

Zur Erklärung dieser Versuche.

Die folgenden Überlegungen scheinen eine mögliche Erklärung des Verhaltens der Entladung, wenn die Elektroden sehr nahe aneinander sind, zu erbringen. Wir haben früher Gelegenheit gehabt, Gebrauch von der Hypothese zu machen, daß in einem Metall, selbst bei gewöhnlicher Temperatur, freie Elektronen sich in jeder Richtung bewegen; wenn diese Elektronen sich vom Metall unter gewöhnlichen Umständen losmachen könnten, so würde das Metall nicht imstande

sein, eine Ladung negativer Elektrizität zu behalten. Nun ist einer der Gründe, daß die Elektronen nicht entweichen, der, daß, sobald sie das Metall verlassen, eine elektrostatische Anziehung zwischen den Elektronen und dem Metall von der Größe $e^2/4r^2$ stattfindet, wo e die Ladung des Elektrons und r die Entfernung desselben von der Oberfläche des Metalls ist. Diese Anziehung wird solange, bis die kinetische Energie, mit der das Elektron das Metall verläßt, einen bestimmten, sehr hohen Wert überschreitet, das Elektron zurück in das Metall ziehen. Wir wollen nun annehmen, daß eine neue elektrische Kraft F auf das Elektron wirkt, die dahin strebt, es vom Metall wegzuschaffen. Wenn dann Fe vergleichbar ist mit $e^2/4r^2$, so wird das äußere Feld das Elektron merklich in seinem Bestreben, sich vom Metall zu entfernen, unterstützen und wird das Elektron in den Stand setzen, das Metall zu verlassen, wenn auch die kinetische Energie desselben zu klein sein würde, um es hierzu zu befähigen, wenn ein äußeres Feld nicht da wäre. Wenn Fe vergleichbar ist mit $e^2/4r^2$, so muß F vergleichbar sein mit $e/4r^2$.

Nun ist in elektrostatischen Einheiten $e = 3{,}4 \cdot 10^{-10}$; setzen wir $r = 10^{-7}$, so wird $e/4r^2 = 8{,}5 \cdot 10^3$. Nun war in Earharts Experimenten F etwa 10^6 Volt pro cm oder in elektrostatischen Einheiten $3{,}3 \cdot 10^3$, dies ist mehr als ein Drittel des Wertes von $e/4r^2$, so daß, wenn, wie es wohl möglich ist, r etwas größer als 10^{-7} ist, der Zug, der vom äußeren Felde ausgeübt wird, imstande sein würde, die Elektronen vom Metall wegzudrängen; sobald jedoch die Elektronen die Elektrode verlassen können, wird die Elektrode wie eine Kathode sich verhalten, und eine Entladung negativer Elektrizität wird von dieser zur entgegengesetzten Elektrode gehen. Ist diese Erklärung richtig, so wird die Entladung bei diesen sehr kleinen Entfernungen vollständig durch Elektronen und in keinem ihrer Teile durch positive Ionen getragen. Bei der Entladung, die wir früher betrachteten, mußten wir neben den Elektronen positive Ionen annehmen.

Entladung bei gleichförmigem Felde.

Abhängigkeit des Funkenpotentials von der Gestalt der Elektroden.

196. Baille[1]) und Paschen[2]) haben einige sehr interessante Experimente über das Funkenpotential zwischen Kugeln, die klein genug sind, um die Variation in der Feldstärke beträchtlich zu machen, angestellt. Bailles Experimente sind in der Tabelle A, Paschens in der Tabelle B wiedergegeben.

1) Baille, Annales de Chimie et de Physique [5] 25, p. 486, 1882.
2) Paschen, Wied. Ann. 37, p. 97, 1889.

A. Potentialdifferenzen.

Druck 760 mm, Temp. 15°—20° C.

Funkenlänge in cm	Ebenen	Kugeln 6 cm Durchm.	Kugeln 3 cm Durchm.	Kugeln 1 cm Durchm.	Kugeln 0,6 cm Durchm.	Kugeln 0,35 cm Durchm.	Kugeln 0,1 cm Durchm.
0,05	8,94	8,96	9,18	9,18	9,26	9,30	9,63
0,10	14,70	14,78	14,99	15,25	15,53	16,04	16,10
0,15	20,20	20,31	20,47	21,28	21,24	21,87	19,58
0,20	25,42	25,59	25,95	26,78	26,82	27,13	21,91
0,25	30,38	30,99	31,33	32,10	32,33	31,96	23,11
0,30	35,35	36,12	36,59	37,32	37,38	36,29	24,12
0,35	40,45	41,45	41,47	42,48	42,16	39,39	25,34
0,40	45,28	46,34	46,77	47,62	46,34	41,77	26,03
0,45	50,48	51,46	51,60	51,56	50,44	43,76	26,62
0,40	44,80	45,00	45,00	45,50	44,80	41,07	26,58
0,45	49,63	50,33	49,63	52,04	48,42	43,29	28,49
0,50	54,35	55,06	54,96	54,66	53,25	47,21	30,00
0,60	63,82	65,23	65,23	65,23	59,69	53,75	31,51
0,70	74,09	75,40	73,79	72,28	64,22	56,47	32,92
0,80	84,83	87,98	84,76	77,61	67,75	58,79	33,82
0,90	94,72	97,44	94,62	80,13	70,56	59,09	34,93
1,00	105,49	112,94	104,69	83,50	72,38	59,49	36,24

Wir sehen aus den Tabellen, daß bei einer gegebenen Funkenlänge zwischen zwei gleichen Kugeln, von denen eine geladen und isoliert, die andere geerdet ist, die Potentialdifferenz mit dem Durchmesser der Kugel variiert; wenn wir mit Ebenen anfangen, so wächst zunächst die Potentialdifferenz mit der Krümmung und erreicht ein Maximum, wenn die Kugel einen bestimmten Durchmesser hat. Dieser kritische Durchmesser hängt von der Funkenlänge ab, und je kürzer der Funken, um so kleiner ist der kritische Durchmesser.

B. Kurze Funken.

Funkenlänge in cm	Kugeln 1 cm Radius	Kugeln 0,5 cm Radius	Kugeln 0,25 cm Radius
0,01	3,8	3,42	3,61
0,02	5,04	5,18	5,58
0,03	6,62	6,87	6,94
0,04	8,06	8,82	8,43
0,05	9,56	9,75	9,86
0,06	10,81	10,87	11,19
0,07	11,78	12,14	12,29
0,08	13,40	13,59	13,77
0,09	14,39	14,70	14,89
0,10	15,86	15,97	16,26
0,11	16,79	17,08	17,26
0,12	18,28	18,42	18,71
0,14	20,52	20,78	21,26

Lange Funken.

Funkenlänge in cm	Kugeln 1 cm Radius	Kugeln 0,5 cm Radius	Kugeln 0,25 cm Radius
0,10	15,96	16,11	16,45
0,15	21,94	22,17	22,59
0,20	27,59	27,78	28,18
0,25	32,96	33,42	33,60
0,30	38,59	39,00	38,65
0,35	43,93	44,32	43,28
0,40	49,17	49,31	47,64
0,45	54,37	54,18	51,56
0,50	59,71	59,03	54,57
0,55	64,60	63,35	57,27
0,60	69,27	67,80	59,95
0,70	78,51	75,04	63,14
0,80	87,76	81,95	66,39
0,90			68,65
1,00			70,68
1,20			74,94
1,50			79,42

Die Resultate, die in dieser Tabelle wiedergegeben sind, zeigen, daß, solange die Kugeln sehr klein sind, die zur Erzeugung eines Funkens von gegebener Länge notwendige Potentialdifferenz (vorausgesetzt, daß der Funken nicht zu kurz ist) sehr viel kleiner ist als die Potentialdifferenz, die notwendig ist, um dieselbe Funkenlänge zwischen parallelen Platten zu erzeugen, und daß die Funkenpotentialdifferenz, bei Benutzung von Spitzen als Elektroden, nur langsam mit der Länge des Funkens wächst.

Der Einfluß der Gestalt der Elektroden auf die Funkenlängen ist durch die Kurven in Fig. 112, die einer Abhandlung von de la Rue und Müller[1]) entnommen sind, dargestellt. Die Kurven geben die Abhängigkeit von Funkenpotential und Funkenlänge für zwei Ebenen, dann für zwei Kugeln, von denen eine 3 cm Radius hat, die andere 1,5 cm Durchmesser; ferner für zwei koaxiale Zylinder, eine Ebene und eine Spitze, und zwei Spitzen.

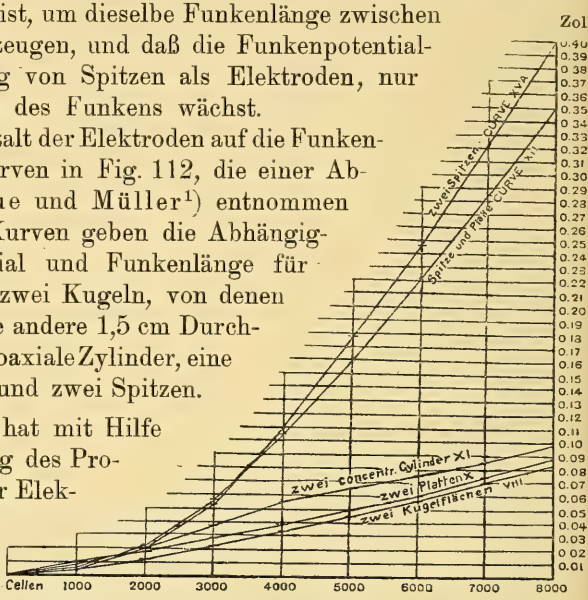


Fig. 112.

Feld zwischen Elektroden verschiedener Gestalt.

197. Schuster[2]) hat mit Hilfe von Kirchhoffs Lösung des Problems der Verteilung der Elektrizität über zwei Kugeln aus Bailles und Paschens Resultaten die maximale elektrische Intensität des Feldes vor Übergang des Funkens berechnet. Die Resultate sind für Bailles Experimente in der folgenden Tabelle wiedergegeben.

Funkenlänge in cm	Ebenen	Kugeln 6 cm Durchm.	Kugeln 3 cm Durchm.	Kugeln 1 cm Durchm.	Kugeln 0,6 cm Durchm.	Kugeln 0,35 cm Durchm.	Kugeln 0,1 cm Durchm.
0,05	179	180	186	190	197	206	292
0,10	147	149	153	163	176	198	376
0,15	135	138	141	157	170	206	425
0,20	127	131	137	154	170	219	460
0,25	122	127	134	154	180	236	478
0,30	118	124	130	156	189	253	494
0,35	116	122	129	159	197	263	516
0,40	113	122	129	164	204	272	528
0,45	112	120	127	166	214	278	540
0,40	112	118	124	157	197	268	539
0,45	110	119	122	167	206	275	578
0,50	109	117	125	166	218	296	608
0,60	106	116	125	181	233	327	639
0,70	106	117	126	188	234	339	667
0,80	106	123	130	192	250	349	685
0,90	105	120	132	191	255	349	708
1,00	106	128	133	194	258	349	733

1) De la Rue u. Müller, Phil. Trans. 1878, Pt. I, p. 55.
2) Schuster, Phil. Mag. V, 29, p 182, 1890.

Es ist ersichtlich, daß, je kleiner die Kugeln, also je ungleichförmiger das elektrische Feld ist, um so größer die maximale elektrische Intensität sein muß. Wir müssen sorgfältig zwischen elektrischem Feld vor dem Funkenübergang und dem elektrischen Felde während der Entladung oder sogar während der Zwischenzeit zwischen Anlegung der Potentialdifferenz und Übergang der Entladung unterscheiden, denn während dieses Intervalles sind Ionen längs des Feldes in Bewegung und erzeugen neue Ionen; beide Effekte werden die Verteilung des elektrischen Feldes modifizieren. Um ein Beispiel anzuführen, wollen wir annehmen, daß wir eine negativ elektrisierte Spitze in der Nähe einer positiv elektrisierten Platte hätten, wenn keine Ionen im Felde vorhanden sind, so würde die elektrische Kraft ein Maximum an der Spitze haben und würde stetig abnehmen, wenn wir uns der Platte nähern; wenn jedoch Ionen in der Nachbarschaft der Spitze vorhanden sind, so werden die negativen Ionen von der Spitze abgestoßen werden, während die positiven Ionen zu ihr hingedrängt werden; dies wird die Wirkung haben, daß ein Anstieg der elektrischen Intensität in einiger Entfernung von der Spitze erfolgt und ein Abflachen an der Spitze selbst; wenn die negativen Ionen an der Platte sich ansammeln, so werden sie dort eine Schicht negativer Elektrizität dicht an der Platte bilden, und die elektrische Intensität an der Platte kann sehr hohe Werte erreichen. Dies ist auch, was tatsächlich vor sich geht, denn Mr. Blyth hat im Cavendish Laboratorium die Verteilung der elektrischen Intensität zwischen einer Spitze und einer Platte beim Übergang der Entladung gemessen und hat zeigen können, daß das Feld an der Spitze groß ist, und daß es verhältnismäßig gering in einiger Entfernung ist, aber nahe an der Platte wieder groß wird.

Funken zwischen Spitzen und Platten.

Die Änderung des elektrischen Feldes während der Zeit der Funkenverzögerung kann erklären, warum ein Funken, wenn eine oder beide Elektroden klein sind, nicht notwendig übergeht, selbst wenn die Potentialdifferenz zwischen einer der Elektroden a und einer Spitze im Felde P nahe A (berechnet unter der Annahme, daß keine Ionen im Felde vorhanden sind) größer ist als zur Funkenbildung auf einer Länge aP zwischen ebenen Elektroden erforderlich ist, denn während der Verzögerung wird die Bewegung der Ionen im Felde, die Potentialdifferenz zwischen a und P jedenfalls so reduzieren, daß sie geringer ist als die, die zur Erzeugung des Funkens von der Länge aP notwendig ist.

Obwohl die sich während der Funkenverzögerung abspielenden Prozesse die Ungleichheiten des elektrischen Feldes zwischen kleinen Elektroden reduzieren können, kann man nicht erwarten, daß sie sie vollständig beseitigen, und wenn das Feld weit von der Gleichförmigkeit entfernt ist, wie dies bei Spitzenelektroden zutrifft, so können

wir leicht sehen, daß die Potentialdifferenz, die erforderlich ist, um einen langen Funken zu erzeugen, kleiner ist als die, um einen Funken von derselben Länge zwischen ebenen Elektroden zu erzeugen. Denn wenn die Kurve APQ (Fig. 113) die Verteilung des Potentials zwischen kleinen Elektroden AB darstellt, und wenn CD die Kurve für die Potentialdifferenz, die erforderlich ist, um den Funken in einem gleichförmigen Felde zu erzeugen, darstellt (die Ordinaten von einem Punkte von CD stellen die Funkenpotentiale dar, die zur Bildung des Funkens, dessen Länge gleich der der Abszissen des Punktes ist, erforderlich ist), so sehen wir, daß, obwohl die Potentialdifferenz BQ zwischen den kleinen Elektroden geringer sein kann als BD, die erforderlich ist, um einen Funken von der Länge AB in einem gleichförmigen Felde zu bilden, die beiden Kurven sich schneiden. Wenn sie das bei P tun, dann wird ein Funken von A nach P übergehen und die ganze Potentialdifferenz wird im Bereiche zwischen B und P liegen, so daß die Stärke dieses Teiles des Feldes wachsen und der Funken nach B übergehen wird.

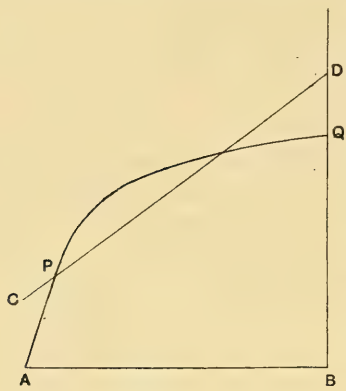


Fig. 113.

198. Wenn die Elektroden von verschiedener Größe sind, so fand Faraday[1]), daß das Funkenpotential verschieden ausfällt, je nachdem die kleinere Elektrode positiv oder negativ ist. De la Rue und Müller[2]) beobachteten ebenfalls den gleichen Effekt; nach Wesendonck[3]) tritt dieser Unterschied nur auf, wenn eine Büschelentladung den Funken begleitet, wenn aber die Bedingungen derart sind, daß die Entladung vollständig als Funke übergeht, so ist das Funkenpotential das gleiche, welchen Weg auch der Funken geht.

Druck im Funken.

Berechnung des Druckes aus der Bewegungsenergie.

199. Die Ionen im elektrischen Felde erlangen kinetische Energie, und da der Druck eines Gases proportional der kinetischen Energie der Volumeneinheit ist, so muß der Druck längs der Funkenbahn

1) Faraday, Exp. Res. § 1480.
2) De la Rue u. Müller, Phil. Trans. 1878, Pt. I, p. 55.
3) Wesendonck, Wied. Ann. 28, p. 222.

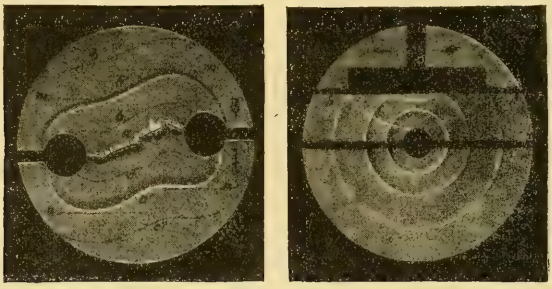
wachsen. Dieses Anwachsen des Druckes kann sehr groß werden; denn es ist leicht zu zeigen, daß die kinetische Energie, die den Ionen erteilt wird, wenn eine Elektrizitätsmenge Q durch den Funken geht, gleich VQ ist, wo V das Funkenpotential ist. Um ein Beispiel zu haben, wollen wir annehmen, daß wir einen Funken von einem cm in Luft von Atmosphärendruck haben, und daß wir durch diesen Funken die Ladung eines Kondensators von 1000 cm Kapazität entladen. Der Kondensator ist auf eine Potentialdifferenz, die erforderlich ist, um den Funken zu erzeugen, also auf eine Potentialdifferenz von etwa 30000 Volt oder 100 elektrostatischen Einheiten geladen, demnach ist in diesem Falle $V = 10^2$ und $Q = 10^2 \cdot 10^3$, die Energie also, die dem Gase erteilt wird, gleich 10^7 Erg. Wenn nun diese Energie über 1 cbcm des Gases verteilt wäre, so würde sie den Druck um 6,6 Atmosphären steigern, sie ist jedoch auf den sehr viel kleineren Raum, der den Funken durchquert, beschränkt, und der Druck in diesem Bereich wird im Verhältnis größer sein; nehmen wir $^1/_{1000}$ eines cbcm als das Volumen eines von dem Funken durchquerten Gases an, so würde dies gewiß eine sehr weitgehende Überschätzung der Rauminanspruchnahme sein, alsdann aber würde, wenn das Volumen nicht kleiner als dieser Wert wäre, der anfängliche Druck längs der Bahn des Funkens 660 Atmosphären betragen. Dieser hohe Druck würde sich wie eine Erschütterung von der Funkenstrecke aus, ausbreiten, der Druck würde hierbei in einer Entfernung von der Funkenstrecke, die groß genug ist, um die Funkenstrecke als Zentrum eines Kugelstoßes zu betrachten, umgekehrt mit dem Quadrat der Entfernung von der Funkenstrecke variieren.

Eine wohlbekannte Erscheinung der Wirkung, die durch diesen Druck erzeugt wird, ist das als „elektrische Bombe“ bekannte Experiment, wo ein leicht aufsitzender Pfropfen in einem geschlossenen Gefäß herausgestoßen wird, wenn ein Funken durch das Gefäß geht. Dieser Effekt kann leicht beobachtet werden, wenn ein Manometer, indem der Druck durch die Bewegung einer geringen Menge einer leichten Flüssigkeit indiziert wird, an eine gewöhnliche Entladungsröhre gebracht wird, der Druck im Gase ist am besten zwischen 2 bis 10 mm Quecksilber zu nehmen. Beim Übergang eines jeden Funkens ist eine kurze Bewegung der Flüssigkeit im Manometer vorhanden, als wenn dieselbe von einem Hineinpusten vom Rohre aus veranlaßt würde, und unmittelbar nach dem Übergange des Funkens springt die Flüssigkeit im Manometer zurück mit einem kurzen Abstande von der Gleichgewichtslage und erreicht dann ganz allmählich wieder die Ruhelage. Dieser letzte Effekt ist wahrscheinlich dem langsamen Entweichen der Wärme zuzuschreiben, die durch den Übergang des Funkens erzeugt wird, das Manometer verhält sich gerade so, wie es sich verhalten würde, wenn eine starke Druckwelle durch das Gas

rauschte. Der Anstieg des Druckes, der durch die Entladung hervorgerufen wird, wurde von Meißner[1]), De la Rue und Müller[2]) beschrieben.

Töplers Demonstrationsmethode.

Die Existenz des von dem Funken ausgehenden Stoßes wurde wunderschön von Töpler[3]) demonstriert, der mittels der Methode der Momentanbeleuchtung den Bereich rund um den Funken während und unmittelbar nach seinem Übergange studierte. Da die Dichte der Luft während des Stoßes verschieden von der des Gases ist, so ist der Stoß optisch von dem ruhenden Felde unterschieden und kann so sichtbar gemacht werden. Fig. 114a, die einer Abhandlung Töplers entnommen ist, stellt die Erscheinung des Feldes dar, und es sieht aus, als ob man die ganze Länge des Funkens sieht; Fig. 114b die Erscheinung, wenn der Funke am Ende angeschaut wird.



a Fig. 114. *b*

Töpler bemerkte, daß die anfängliche Störung in der Nähe der Funkenstrecke periodische Expansionen und Zusammenziehungen zeigte, als wenn die Gegenden der größten Störung in gleichen Intervallen längs des Funkens verteilt wären. Eine exzeptionell große Störung war in der Nähe der Kathode vorhanden.

Demonstration des Funkendruckes nach Hertz.

In einem Experiment von Hertz[4]), das ebenfalls die explosiven Effekte des Funkens gut illustriert, scheint die Explosion heftiger an der Anode als an der Kathode zu sein; bei diesem Experiment wurde die Anode an das Ende einer Glasröhre mit einer engen Mündung gebracht, während die Kathode außerhalb der Röhre und nahe dem offenen Ende angebracht wurde. Die Röhre und die Elektroden waren unter einer Glasglocke, die mit trockener Luft von einem Druck von 40—50 mm Quecksilber gefüllt war. Wenn die Entladung einer

1) Meißner, Abh. d. kgl. Ges. Göttingen 16, p. 98, 1871.
2) De la Rue u. Müller, Phil. Trans. 1880, p. 86.
3) Töpler, Pogg. Ann. 131, pp. 33, 180, 1867; 134, p. 194, 1868.
4) Hertz, Wied. Ann. 19, p. 87, 1893.

Leidener Flasche, die durch ein Induktorium aufgeladen war, durch die Röhre ging, so wurde die Leuchterscheinung, die die Entladung begleitete, aus der Röhre herausgeblasen und dehnte sich einige cm vom offenen Ende fort aus; der Effekt war nicht so ausgebildet, wenn die Elektroden vertauscht wurden.

Quantitative Druckmessungen.

Haschek und Mache[1]) haben durch Messung des Druckes an dem Deckel eines Gefäßes, durch welches Funken eines Hochspannungstransformators hindurchgingen, den Druck im Funken berechnet; bei Messingelektroden und Funken von 3 mm Länge schätzen sie den Druck des Funkens in Luft bei einem Druck von 704 mm Quecksilber auf 51,7 Atmosphären, in Kohlensäure bei gleichem Druck 52,2 Atmosphären und in Alkoholgas auf 72,7 Atmosphären; sie fanden, daß der Druck im Funken kleiner war als nach der Verringerung des Funkenpotentials erwartet werden muß, und zwar kleiner bei niederem Druck des Gases, durch das der Funken ging, als bei höherem. So war in einem ihrer Experimente der Druck im Funken von ihnen auf 27,2 Atmosphären geschätzt, wenn der Druck der Luft 585 mm Quecksilber war; wurde der Luftdruck auf 96 mm Quecksilber reduziert, so fiel der Druck auf eine Atmosphäre. Sie fanden ferner, daß der Funkendruck von der Natur der Elektroden abhängig war; so fanden sie ceteris paribus, daß die Funkendrucke in Luft bei Elektroden aus Kohle, Eisen und Messing beziehentlich 124, 79 und 64 Atmosphären waren. Wenn, wie bei diesen Experimenten, Funken in schneller Folge aufeinander folgen, so wird der Funken zu einem beträchtlichen Teile durch den Metalldampf der Elektroden getragen.

Verschiebung der Funkenspektren durch den Druck.

Haschek und Exner[2]) und Mohler[3]) haben Schätzungen des Funkendruckes aus Beobachtungen der Verschiebung der Spektrallinien der Funkenspektra angestellt. Humphreys[4]) zeigte, daß der Einfluß einer Drucksteigerung in dem Dampfe eines Metalles der ist, daß die Linien nach dem roten Ende des Spektrums hin verschoben werden, und er hat die Verschiebung für verschiedene Drucke gemessen; wenn wir demnach annehmen, daß die Verschiebung der Spektrallinien dem Drucke des Funkens zuzuschreiben ist, so können wir, wenn wir diese Verschiebung messen, den Druck des Funkens berechnen.

Die Größe des Druckes im Funken erklärt die mechanischen Effekte, die vom Funken erzeugt werden, wie das Durchschlagen von Stücken Karton oder dünnen Glasplatten.

---

1) Haschek u. Mache, Wied. Ann. 68, p. 740, 1899.
2) Haschek u. Exner, Wien. Sitzber. 106, p. 1127, 1897.
3) Mohler, Astrophysical Journal 4, p. 175, 1896.
4) Humphreys, Astrophysical Journal 6, p. 169, 1897.

Wärmeeffekte der Funken.

200. Ein großer Teil Energie, welcher von den Ionen während der Entladung erzeugt wird, wird als Wärme wiedererscheinen und die Temperatur des Gases und des Gefäßes, in dem sie enthalten sind, erhöhen. Messungen der durch die Funken erzeugten Wärme wurden von Rieß[1]), Paalzow[2]), G. Wiedemann[3]), Naccari und Bellati[4]), Pogendorff[5]), Dewar[6]), Rollmann[7]), Naccari[8]), Villari[9]) und Mugna[10]) gemacht, Messungen in absolutem Maße wurden von Heydweiler[11]) und Kauffmann[12]) angestellt. Diese Experimente beziehen sich meist auf die von Funken entwickelte Wärme, wenn der Funke durch Leidener Flaschen erzeugt wurde; das bestimmtest erhaltene Resultat ist, daß die Wärme, die im Funken erzeugt wird, nur ein geringer Bruchteil der Energie der Flasche vor der Entladung ist. Die Entladung der Flasche ist oszillatorisch, so daß wir in diesem Falle eine Reihe von aufeinander folgenden Funken längs der Funkenstrecke in kurzer Folge haben; unter diesen Umständen ist eine große Neigung des Funkens, in einen Bogen auszuarten, vorhanden, und im Bogen ist die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden und demnach die von einem bestimmten Strome erzeugte Wärme viel geringer als im Funken. Die Beziehung zwischen elektrischer Kraft und Stromstärke für den Fall der Entladung durch Gas ist im allgemeinen so verschieden von der für Metall, daß es etwas mißlich ist, von einem Widerstande einer Funkenstrecke zu reden. Man kann sich jedoch eine gewisse Vorstellung von dem geringen Betrage der Energie, die in dem Funken zerstört wird, machen, wenn man sich vergegenwärtigt, daß der Wärmeeffekt für Funken von 6 mm Länge in einigen von Miß Brooks[13]) untersuchten Fällen nicht größer gefunden wurde, als er erzeugt worden wäre, wenn ein Draht von etwa 2 Ohm Widerstand an Stelle des Funkens gebracht würde.

Geschwindigkeit der Metalldämpfe im Funken.

201. Schuster und Hemsalech[14]) haben einige sehr interessante Untersuchungen über die Konstitution schnell aufeinander-

1) Rieß, Reibungselektrizität.
2) Paalzow, Pogg. Ann. 127, p. 126, 1866.
3) G. Wiedemann, Pogg. Ann. 158, p. 35, 1876
4) Naccari u. Bellati, Beibl. II, p. 720, 1878.
5) Poggendorff, Pogg. Ann. 94, p. 632, 1855.
6) Dewar, Proc. Roy. Soc. Edin. 7, p. 699, 1872.
7) Rollmann, Pogg. Ann. 134, p. 605, 1868.
8) Naccari, Atti di Torino 17, p. 1, 1882.
9) Villari, Beibl. 3, p. 713; 4, p. 404; 5, p. 460; 6, p. 699; 7, p. 782.
10) Mugna, Beibl. 6, p. 953.
11) Heydweiler, Wied. Ann 43, p. 310, 1891; 61, p. 541, 1897.
12) Kauffmann, Wied. Ann. 60, p. 653, 1897.
13) Miß Brooks, Phil. Mag. (6) 2, p. 92, 1901.
14) Schuster u. Hemsalech, Phil. Trans. 1899, vol. 193, p. 189.

folgender Funken, wie sie durch oszillatorische Entladungen von Leidener Flaschen zu erhalten sind, angestellt. Die Funken wurden auf einen sich schnell bewegenden Film, der auf den Kranz eines Rades, das etwa 30 Umdrehungen pro Sekunde machte, befestigt war, photographiert. Die Bewegung des Films erfolgte rechtwinklig zu der Längenausdehnung der Funken, und die Linie, deren Spur sich auf dem Film wie eine sich mit endlicher Geschwindigkeit längs des Funkens bewegende Lichtquelle markierte, war zur Richtung des Funkens geneigt und ihre Neigung ergibt (wenn die Geschwindigkeit des Films bekannt ist) die Geschwindigkeit der Lichtquelle. Indem das Licht des Funkens auf seinem Wege zu dem Film durch ein Spektroskop geschickt wurde, konnte die irgend einer Spektrallinie entsprechende Geschwindigkeit bestimmt werden.

Der Schluß, zu dem die Verfasser aus ihren Experimenten kamen, ist der, daß der erste Funken durch Luft geht, daß aber, wenn die Funken in schneller Folge aufeinander folgen (wie dies bei der oszillatorischen Entladung der Leidener Flaschen der Fall ist) und nicht zu lang sind, die folgenden durch Metalldämpfe hindurchgehen, indem die Elektroden infolge der durch den ersten Funken erzeugten Wärme verdampfen. Diese Ansicht ist durch ein sehr interessantes Experiment, das von den Verfassern angestellt wurde, gestützt; sie fanden, daß, wenn Selbstinduktion in den Funkenkreis, durch den die Leidener Flaschen sich entladen, geschaltet wird, die Luftlinien fast aus dem Spektrum des Funkens verschwinden, während die Metallinien sehr glänzend werden. Die Selbstinduktion vergrößert die Zeit der Oszillation und setzt so den Dampf des Metalles in den Stand, gut durch die Funkenstrecke hindurchdiffundieren zu können. Dann geht die Entladung während des größeren Teiles der Zeit durch den Dampf, so daß die meiste Energie sich in Wärme dieser Dämpfe und nicht in Wärme der Luft verwandelt.

Die Autoren fanden, daß die Geschwindigkeit der Metalldämpfe in der Funkenstrecke für Metalle von niedrigem Atomgewicht größer als für solche von hohem war; so war die Geschwindigkeit des Aluminiumdampfes 1890 m pro Sekunde, die des Zinks und Kadmiums nur etwa 545.

Ausnahmestellung des Wismut.

Es wurde ferner das sehr interessante Resultat erhalten, daß die Geschwindigkeiten der Dämpfe einiger Metalle und speziell des Wismut, das durch einige seiner Spektrallinien erkannt wurde, nicht die gleichen wie die bei anderen Linien angedeuteten waren, da einige der Wismutlinien eine Geschwindigkeit von 1420 m pro Sekunde, andere eine Geschwindigkeit von nur etwa 550 hatten, während eine Linie ($\lambda = 3793$) eine noch geringere Geschwindigkeit ergab. Dieses Resultat wirft einige sehr interessante Fragen auf, so zunächst die, ob Wismut eine Mischung verschiedener Elemente ist, so daß etwa

einige Linien des Spektrums einem Bestandteile, andere den anderen Bestandteilen angehören könnten; eine andere Möglichkeit ist die, daß die Moleküle, selbst von einem Element, nicht alle von der gleichen Art sind, und daß die verschiedenen Linien im Spektrum durch Moleküle verschiedener Art emittiert sind. Wir würden auch einen ähnlichen Effekt erhalten, wenn die relativen Intensitäten der Linien wesentlich mit der kinetischen Energie der Moleküle variierten, wenn z. B. die Intensität einer Linie α viel größer wäre als die einer Linie β; für ein sich sehr schnell bewegendes Molekül viel geringer als für ein sich langsam bewegendes, denn wenn die Moleküle der Dämpfe mit verschiedener Geschwindigkeit ausgingen, würde die Linie α eine höhere Geschwindigkeit als die Linie β andeuten; über diese Fragen zu entscheiden, haben sich Schuster und Hemsalech für weitere Experimente vorbehalten.

Einfluß des magnetischen Feldes auf den Funken.

202. Wir werden später sehen, daß ein magnetisches Feld einen sehr großen Einfluß auf die Entladung durch Gase bei niederem Druck hat. Bei Atmosphärendruck sind jedoch die Wirkungen auf den Funken selbst sehr gering, obwohl die Hülle leuchtenden Gases, die die Bahn des Funkens umgibt, wenn sich die Funken in schneller Folge aneinanderreihen, durch das magnetische Feld in ein breites Band auseinander gezogen wird. Diese Hülle, das läßt sich beobachten, wird durch einen Luftstrom abgelenkt, obwohl der Funken selbst unbeeinflußt bleibt. Precht[1]) hat einen ausgesprochenen Einfluß eines Magneten auf einen Funken bei Atmosphärendruck beobachtet, wenn der Funken zwischen einer scharfen Spitze und einem stumpfen Drahte überging; der Funke wird durch ein transversales magnetisches Feld in der gleichen Richtung abgelenkt, in der ein verbiegbarer, vom Strom in gleicher Richtung wie der Funke durchflossener Draht abgelenkt würde. Er fand ferner, daß das magnetische Feld das Funkenpotential beeinflußte; z. B. fand er in dem Fall, daß die Entfernung zwischen den Elektroden 8 mm und die transversale magnetische Kraft 7017 war, daß, wenn die spitze Elektrode Anode war, und die runde Kathode, durch das magnetische Feld das Funkenpotential von 8670 auf 7520 Volt reduziert wurde, während für den Fall, daß die spitze Elektrode Kathode und die runde Anode war, das gleiche magnetische Feld das Potential von 6250 auf 6450 Volt steigerte.

1) Precht, Wied. Ann. 66, p. 676, 1896.

Erscheinungen bei langen Funken.

203. Wenn Funken von beträchtlicher Länge vorhanden sind, so haben sie verzweigtes Aussehen, wie dies in Fig. 115 gezeigt ist, die Zweige sind zur negativen Elektrode hin zugespitzt; die Elektrizität, die längs dieser Zweige, die plötzlich abbrechen, fließt, muß schließlich ihren Weg zu den Elektroden durch eine Dunkelentladung finden. Die Erscheinung des Funkens ist an der positiven und ne-

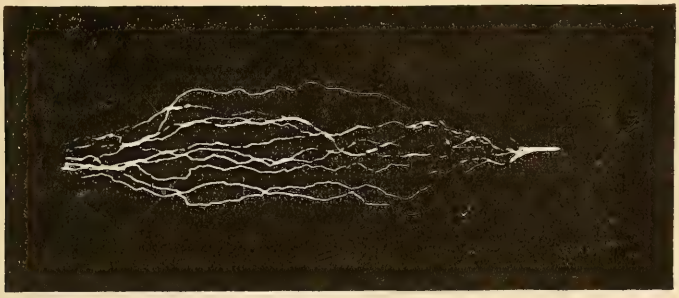


Fig. 115.

gativen Elektrode verschieden, sie bildet einen einzigen geraden Stamm an der positiven Elektrode, während an der negativen die Entladung in einzelne Äste geteilt ist. Der Funken zeigt längs seines Laufes plötzliche Veränderungen in seiner Richtung, mehr als wenn er seinen Weg durch eine Reihe von Sprüngen machte, als wenn er einen ununterbrochenen Strom bildete.

Entladung der Elektrizität aus Spitzen.

204. Ein sehr interessanter Fall elektrischer Entladung ist der zwischen einer scharf zugespitzten Elektrode, etwa einer Nadel, und einer in der Nachbarschaft befindlichen metallischen Elektrode von beträchtlichem Querschnitt. In diesem Falle ist die Leuchterscheinung bei Atmosphärendruck auf die Nachbarschaft der Spitzenelektrode beschränkt, während der Strom durch den Rest des Gases fast vollständig von Ionen von dem gleichen Vorzeichen, wie es die Spitze hat, getragen wird.

Minimumpotential.

Chattock (s. S. 55) hat gezeigt, daß die Geschwindigkeit dieser Ionen im elektrischen Felde Eins die gleiche ist, wie die der Ionen, welche durch Röntgen- oder Becquerelstrahlen erzeugt wurden, und Townsend zeigte (s. S. 34), daß die Ladung der Ionen ebenfalls die gleiche ist. Wenn die Spitze rechtwinklig zu einer großen Metallplatte angebracht wird, so muß, damit die Elektrizität von der Spitze

ausströmt, das Potentia lder Spitze höher sein als das der Fläche, und zwar um einen Betrag, der von v. Röntgen[1]) als Minimumpotential bezeichnet wurde; dieses Minimumpotential hängt von der Schärfe der Spitze, dem Druck, der Natur des Gases und dem Vorzeichen der Elektrisierung der Spitze ab; es ist geringer, wenn die Spitze negativ als wenn sie positiv elektrisiert ist; nach Warburg[2]) ist das Minimumpotential unabhängig von der Entfernung der Spitze von der Ebene. Wenn die Potentialdifferenz zwischen Spitze und Ebene das Minimumpotential überschreitet, dann geht ein elektrischer Strom von der Spitze zur Platte, die Größe des Stromes nimmt für eine gegebene Potentialdifferenz zwischen Spitze und Platte schnell mit wachsender Entfernung zwischen Spitze und Platte ab. Warburg (l. c.) zeigte, daß, wenn d die kürzeste Entfernung zwischen Spitze und Platte ist, daß alsdann für eine gegebene Potentialdifferenz der Strom proportional ist mit $1/d^{3,17}$, und daß dieses Gesetz bestehen bleibt, welche Schärfe man auch der Spitze erteilt.

Wert des Minimumpotentials.

Abhängigkeit des Minimumpotentials vom Druck.

205. Da das Minimumpotential von der Schärfe der Spitze abhängt, so können wir nur Werte dieser Größe für die gleiche Spitze unter verschiedenen Umständen vergleichen. Die folgende Tabelle gibt den Wert für das Minimumpotential bei der gleichen Spitze und verschiedenem Druck nach Bestimmungen von Tamm.[3])

Druck in cm Quecksilber	Spitze —	Spitze +
76	2140 Volt	3760 Volt
70	2135 „	3755 „
60	2105 „	3705 „
50	2035 „	3585 „
40	1905 „	3350 „
30	1690 „	2970 „
20	1360 „	2390 „
10	910 „	1580 „

Demnach ist die Änderung des Minimumpotentials mit dem Druck sehr gering, wenn die Drucke hoch sind; sie wird aber viel beträchtlicher bei niedrigen Drucken.

Das Verhältnis des Minimumpotentials für die positive und negative Spitze ist nahezu das gleiche für alle Drucke. Beobachtungen des Minimumpotentials in verschiedenen Gasen sind von v. Röntgen[4]) und von Precht[5]) angestellt worden; die Resultate ihrer Beobach-

1) v. Röntgen, Gött. Nachr. p. 390, 1878.
2) Warburg, Wied. Ann. 67, p. 69, 1899.
3) Tamm, Drudes Ann. 6, p. 259, 1901.
4) v. Röntgen, Göttinger Nachr., p. 390, 1878.
5) Precht, Wied. Ann. 49, p. 150, 1893.

tungen sind in der folgenden Tabelle wiedergegeben, die Zahlen in den ersten zwei Spalten sind die von v. Röntgen, die der dritten und vierten die von Precht.

Gas	Minimumpotential, Spitze —		Minimumpotential, Druck 760 mm	
	Druck 205 mm	Druck 110 mm	Spitze +	Spitze —
H_2	1296 Volt	1174 Volt	2125 Volt	1550 Volt
O_2	2402 „	1975 „	2800 „	2350 „
CO	2634 „	2100 „		
CH_4 . . .	2777 „	2317 „		
NO	3188 „	2543 „		
CO_2 . . .	3287 „	2655 „	3475 „	2100 „
N_2			2600 „	2000 „
Luft . . .			2750 „	2050 „

Zusammenhang zwischen Potentialdifferenz und Strom.

Potentialdifferenz und Strom zwischen Spitze und Platte.

206. Warburg (l. c.) fand, daß bei Verwendung der gleichen Spitze bei konstanter Entfernung von der Platte der Zusammenhang zwischen Strom i und Potential V durch die Gleichung

$$i = a\,V(V - M)$$

dargestellt werden kann, wenn M das Minimumpotential bedeutet. Sieveking[1]) hat behauptet, daß die lineare Beziehung $i = b(V - M)$ seine Experimente mit hinreichender Genauigkeit darstelle. In einer neueren Abhandlung von Tamm[2]) wird diese Frage diskutiert und gezeigt, daß eine Formel vom Charakter der Warburgschen bessere Übereinstimmung ergibt. An Stelle des Minimumpotentials M schreibt Tamm $\frac{1}{2}(M_1 + M_2)$, wo M_1 das Potential ist, bei dem die Entladung einsetzt, wenn das Potential allmählich gesteigert wird; M_2 das, bei dem sie aufhört, wenn es allmählich verringert wird, beide sind nicht identisch, letzteres ist kleiner. Die Anwendung der Formel in dieser Form ist auf Potentialdifferenzen, die beträchtlich größer als M sind, beschränkt.

Der Strom wächst bei der gleichen Potentialdifferenz mit abnehmendem Druck; dies ist durch die folgenden Resultate, die wir Tamm (l. c.) verdanken, gezeigt. (Siehe Tabellen S. 422.)

Es ist zu bemerken, daß der Strom für die positive Spitze stets geringer als für die negative Spitze ist, wenn die Potentialdifferenz in beiden Fällen die gleiche ist. Der Anstieg des Stromes bei abnehmendem Druck erfolgt schneller bei niederen als bei hohen Drucken; der Strom ist zunächst annähernd umgekehrt proportional dem Druck,

1) Sieveking, Drudes Ann. I, p. 299, 1900.
2) Tamm, Drudes Ann. 6, p. 259, 1901.

während er bei niederen Drucken umgekehrt proportional dem Quadrat des Druckes ist.

Tamm gibt als Beziehung zwischen i_x, dem Stom bei einem Druck von x cm und i_{76}, dem Strom bei 76 cm Druck, wenn die Potentialdifferenz in beiden Fällen V ist, die empirische Gleichung:

$$i_x = i_{76}\left(\frac{76}{x} - \sqrt[3]{\frac{V}{10^5}\log\frac{76}{x}}\right)^2.$$

Strom in Mikroampère.

Potentialdifferenz Druck	— 4000	— 6000	— 8000	— 10000
76	1,4	4,2	8,0	13,4
70	1,6	4,6	8,6	14,5
60	2,0	5,7	10,5	17,6
50	2,6	7,8	13,7	22,8
40	3,7	11,3	20,4	33,7
30	6,8	19,5	35,3	58,0
20	14,6	44,7	80,9	134,2

Potentialdifferenz Druck in cm	+ 4000	+ 6000	+ 8000	+ 10000
76	0,7	2,1	4,8	9,3
70	0,8	2,3	5,1	10,1
60	1,0	2,8	6,3	12,3
50	1,3	3,8	8,2	16,0
40	1,9	5,6	12,3	23,5
30	3,3	9,7	21,1	40,4
20	7,3	22,4	48,0	93,0

207. Warburg[1]) hat gezeigt, daß kleine fremde Beimengungen zu den Gasen Stickstoff, Wasserstoff und Helium den Strom von einer negativen Spitze erheblich, von einer positiven nur wenig herabsetzen. Außerordentlich groß ist bei negativer Spitze die Wirkung einer kleinen Beimengung von Sauerstoff zum Stickstoff, wie folgende Angaben zeigen:

	Stickstoff durch glühendes Kupfer v. Sauerstoff befreit		Stickstoff nicht durch glühendes Kupfer gereinigt	
Spitzenpotential in Volt	— 3310	+ 5180	— 4850	+ 4850
Strom in Mikroampère	— 631	+ 3,15	— 8,5	+ 1,94

Das Minimumpotential ergab sich für den sauerstofffreien Stickstoff bezw. gleich — 1370 und + 2840 Volt. Diese Tatsachen scheinen

1) Warburg, Ann. d. Phys. 2, 295, 1900.

zu zeigen, daß Sauerstoff eine große Neigung hat, sich um die Träger der negativen Ladung anzusammeln und entweder sie weniger wirksam als Ionisatoren zu machen, oder wenigstens zu bewirken, daß sie sich langsamer im elektrischen Felde bewegen.

208. Warburg[1]) hat das Verhältnis der Stromstärken gemessen, die sich ergaben, wenn die Spitze verschiedenen Teilen der Platte gegenüberstand; er fand, daß der Stromwert pro Flächeneinheit für eine Stelle Q der Platte proportional ist mit $\cos^m\theta$, wo θ der Winkel PQO ist, wenn P die elektrisierte Spitze und O die Spur der Normalen von P auf die Platte bedeutet. Der elektrisierte Leiter ist senkrecht zur Platte angenommen; er findet, daß m für eine negativ elektrisierte Spitze gleich 4,65, für eine positiv elektrisierte 4,82 ist, und daß m unabhängig von der Schärfe der Spitze ist.

Der elektrische Wind.

Reaktionsdruck auf die ausströmende Spitze.

209. Der Strom elektrischer Ionen, der die Entladung von einer Spitze bildet, setzt die Luft in der Nachbarschaft in Bewegung, denn wenn die Ionen solche Geschwindigkeit erreicht haben, daß sie proportional der elektrischen Kraft, die auf sie wirkt, dahineilen, so wird ihre mechanische Kraft auf die Luft, durch die sie sich bewegen, übertragen. Hieraus entstehen Luftströmungen, die von der Spitze ausgehen, und diese Luftströme sind es, die man als elektrischen Wind bezeichnet. Die Bewegung der Luft nach vorn hat eine Reaktion auf die Spitze zur Folge, die dahin wirkt, die Spitze nach rückwärts zu treiben. Diese Reaktion wurde von Arrhenius[2]) gemessen; er findet, daß, wenn die positive Elektrizität aus einer Spitze in die Luft austritt, der Reaktionsdruck ein Nachrückwärtsgehen der Spitze verursacht, das bei konstantem Strome proportional dem Gasdruck ist und für verschiedene Gase bei gleichem Druck (Luft, Wasserstoff und Kohlensäure) mit der Quadratwurzel des Molekulargewichtes des Gases variiert. Die Reaktion ist für den gleichen Strom beim Austritt negativer Elektrizität aus der Spitze viel geringer, das Verhältnis zwischen beiden hängt vom Gasdruck ab; so ist in Luft vom Drucke von 70 cm die Reaktion auf die positive Spitze 1,9 mal so groß wie die auf die negative, bei 40 cm 2,6 mal, bei 20 cm 3,2 mal, bei 10,3 cm 7 mal und bei 5,1 cm 15 mal so groß als die Reaktion der negativen Spitze. Die Reaktion auf die entladende Spitze ist durch den Rückstoß zwischen der elektrisierten Spitze und den Ionen, die die Entladung tragen, verursacht; wir können leicht seine Größe berechnen.

1) Warburg, Wied. Ann. 67, p. 69, 1899.
2) Arrhenius, Wied. Ann. 63, p. 305, 1897.

Angenommen, die Nadel, von der die Elektrizität ausgeht, habe die Richtung der z-Achse; ϱ sei die Dichte der Ionen an irgend einer Stelle des Feldes, Z die elektrische Kraft am gleichen Punkt, dann ist F, die Kraft parallel zur z-Achse, die auf die Ionen wirkt, gleich

$$\int\int\int Z\varrho\, dx \cdot dy \cdot dz;$$

wenn aber w die Geschwindigkeit des Ions parallel zur z-Achse ist, so ist $w = kZ$, wo k die Geschwindigkeit des Ions im Felde Eins ist; wenn wir diese Werte für Z einsetzen, so erhalten wir

$$F = \int\int\int \frac{w}{k}\, \varrho\, dx \cdot dy \cdot dz,$$

wenn aber der Strom i ist, so ist

$$i = \int\int w\varrho\, dx \cdot dy;$$

demnach ist, wenn k im ganzen Felde konstant ist,

$$F = \frac{i}{k} \int dz. \qquad (1)$$

Die Reaktion auf die Spitze ist gleich F, demnach variiert für einen konstanten Strom F umgekehrt mit k; dieser Schluß stimmt in dem Falle, daß die Spitze positiv elektrisiert ist, mit den Resultaten von Arrhenius' Experimenten überein. Denn wenn wir zunächst den Einfluß des Druckes betrachten, so variiert k umgekehrt mit dem Druck, demnach müßte F direkt proportional dem Drucke sein, was in Übereinstimmung mit den Resultaten von Arrhenius ist. Wenn wir nun weiter die Reaktion verschiedener Gase in Betracht ziehen, so sehen wir aus den Werten, die auf S. 58 gegeben sind, daß die Geschwindigkeit der Ionen im Felde Eins angenähert umgekehrt proportional der Quadratwurzel der Dichte der Gase ist, demnach sollte F angenähert direkt proportional der Quadratwurzel dieser Dichten sein. Da nun die Geschwindigkeiten der negativen Ionen größer als die der positiven ist, so sollte die Reaktion auf die negative Spitze kleiner als auf die positive sein. Das Verhältnis der Reaktion der positiven Spitze zu der der negativen ist jedoch viel größer als das Verhältnis der Geschwindigkeiten der negativen Ionen zu der der positiven. Wir haben aber Gründe für die Annahme kennen gelernt, daß eine schnelle Kondensation des Gases um die neugebildeten negativen Ionen, gleich nachdem sie von der Spitze ausgehen, sich bildet, so daß die Geschwindigkeit der negativen Ionen zuerst größer sein wird, als sie es nach einiger Zeit im Gase ist; wir aber kennen die Geschwindigkeiten nur für diese so behafteten Ionen, während im Fall der Spitzenentladung ein großer Teil der Reaktion den viel schneller sich bewegenden neugebildeten Ionen in

unmittelbarer Nachbarschaft der Spitze zukommt, so daß der Wert von F kleiner als der durch Gleichung (1) bestimmte sein wird, wenn wir für k die beobachtete Geschwindigkeit der negativen Ionen einsetzen.

Entladung von einer Spitze bei sehr schnell wechselndem Vorzeichen der Elektrisierung.

Abstände der Nullstellen freier Elektrizität.

210. Wenn eine Spitze durch ein sehr schnell wechselndes Potential, wie es etwa durch elektrische Entladungen von Leidener Flaschen erzeugt werden kann, geladen wird, so wird in Wasserstoff, Stickstoff, Ammoniak und Kohlensäure ein Leiter, der in die Nähe der Spitze gebracht wird, negativ, während er in Luft und Sauerstoff eine positive Ladung erhält.[1]) Himstedt[2]) zeigte, daß die Verteilung der Elektrizität sich nur dem Grade nach in diesen Gasen unterscheidet, er findet, daß in Luft und Sauerstoff, obwohl die Elektrisierung in der Nähe der Spitze positiv ist, dennoch das Zeichen wechselt, wenn wir uns von ihr entfernen, und schließlich negativ wird; während wir in Wasserstoff und den übrigen oben genannten Gasen positive Elektrisierung erhalten, wenn wir ganz nahe an die Spitze herangehen. Der Unterschied im Verhalten der Gase ist derart, daß in Luft die Stelle, an der die Elektrisierung ihr Zeichen wechselt, in einiger Entfernung von der Spitze liegt, während er in Wasserstoff ganz nahe an der Spitze ist. Diese entfernten Ionen der negativen Elektrisierung müssen wir auch nach der größeren Geschwindigkeit der negativen Ionen erwarten, denn in einem wechselnden elektrischen Felde ist die Amplitude der Bahnkurve der schnelleren Ionen größer als die der langsameren, und demnach wird in einer Entfernung von der Spitze, die größer als die Amplitude der langsameren Ionen ist, nur negative Elektrizität vorhanden sein. Die Bestimmung der Entfernung, bei der die Elektrizität ihr Zeichen wechselt, würde eine sehr komplizierte Untersuchung sein, da sie außer der relativen Geschwindigkeit der positiven und negativen Ionen, außer der Differenz der Stromwerte von der Spitze, je nachdem sie positiv oder negativ elektrisiert ist, auch noch die Differenzen der Minimumpotentiale, bei der die Entladung beginnt, mit berücksichtigen müßte.

Äußere Veränderungen der Spitze.

211. Eine Spitze, von der Elektrizität sich entlädt, scheint beim Einsetzen der Entladung Modifikationen zu erleiden, die zur Variation

1) Harvey u. Hirt, Phil. Mag. [5] 36, p. 45, 1893. Himstedt, Wied. Ann. 52, p. 473, 1894. J. J. Thomson, Phil. Mag. [5] 60, p. 511, 1895.

2) Himstedt, Wied. Ann. 68, p. 294, 1899.

der Ströme Veranlassung geben. Precht[1]) fand, daß eine Spitze, von der positive Elektrizität eine Zeitlang sich entladen hat, in eine Art von Krater ausgehöhlt war, als wenn etwas Metall fortgeschleudert worden wäre, während eine negativ elektrisierte Spitze keine Veränderung ihrer Gestalt erlitt.

Theorie der Entladung von einer feinen Spitze.

212. Wir wollen annehmen, daß die Entladung der Elektrizität aus scharfen Spitzen in folgender Weise vor sich geht. Wenn das elektrische Feld an der Spitze eine bestimmte Stärke erreicht, so geht ein kurzer Funken von der Spitze zur Luft auf eine Entfernung von geringer Länge über; längs der Bahn dieses Funkens werden sowohl positive wie negative Ionen erzeugt. Wenn die Spitze positiv elektrisiert wird, so werden die positiven Ionen aus dem Bereich, in dem sie erzeugt werden, in das umgebende Gas getrieben, und unter dem Einfluß des elektrischen Feldes finden sie ihren Weg zur Platte, nach der sich die Spitze entlädt; wenn die Spitze negativ elektrisiert ist, so sind es die negativen Ionen, die zur Platte getrieben werden, und dann sind sie es, die die Elektrizität, die sich von der Spitze entlädt, forttragen.

Wir wollen diese Überlegungen dazu verwenden, einige der Erscheinungen der Entladungen zu erklären. Wir wollen zunächst die Stärke des Feldes, das erforderlich ist, den kleinen Funken von der Spitze aus zu erzeugen, berechnen.

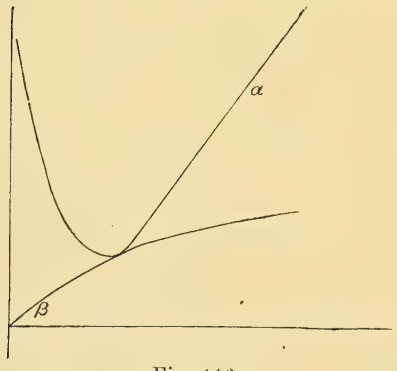


Fig. 116.

Der Zusammenhang zwischen der zur Bildung des Funkens und der Funkenlänge erforderlichen Potentialdifferenz ist (siehe S. 382) durch eine Kurve von dem Charakter der α-Kurve in Fig. 116 dargestellt, wo die Ordinaten die Funkenpotentiale und die Abszissen die Funkenlänge bezeichnen. Wir wollen annehmen, daß die Spitze in ihrer elektrischen Wirksamkeit äquivalent einer keinen Kugel vom Radius a ist; wenn dann V das Potential der Kugel ist, so ist die Potentialdifferenz zwischen der Kugel und einem Punkt in einer Entfernung x von seiner Oberfläche gleich

$$V \frac{x}{a+x};$$

1) Precht, Wied. Ann. 49, p. 50, 1893.

die Gleichung der Kurve β (Fig. 116) sei

$$y = V \frac{x}{a + x};$$

wenn dann die Kurve β die Kurve α schneidet, so wird ein Funken von der Spitze übergehen, wenn die Kurven sich nicht schneiden, wird kein Funke übergehen, der kleinste Wert des V, der einen Funken erzeugen wird, ist dadurch bestimmt, daß die β-Kurve gerade die α-Kurve berührt. Wenn nun a sehr klein ist, so ist dx/dy für β sehr klein im Vergleich mit y/x; dies ist aber für die α-Kurve nur in der Nachbarschaft des Minimumfunkenpotentials erfüllt; daraus können wir schließen, daß, wenn β α berührt, dies sehr nahe an A geschieht, wo A der Punkt ist, der dem kritischen Funkenpotential x_0, und der Minimumpotentialdifferenz V_0, die erforderlich ist, den Funken zu bilden, entspricht. Wir haben danach angenähert:

$$V \frac{x_0}{a + x_0} = V_0.$$

Hier ist V_0 der Wert des Minimumpotentials, der erforderlich ist, einen Funken zu bilden; wir sehen, daß V mit abnehmendem a abnimmt, daß also, je schärfer die Spitze ist, um so kleiner das Entladungspotential ist, und daß es ferner mit wachsender kritischer Funkenlänge abnimmt, und daß, da die kritische Funkenlänge bei niederen Drucken größer als bei hohen ist, das Minimumpotential mit abnehmendem Druck abnehmen muß. Infolge der Leitfähigkeit des Gases rings um die Spitze ist der Radius der Kugel, der als Äquivalent für die elektrische Wirkung der Spitze angenommen wurde, wohl beträchtlich größer als der wirkliche Radius der Spitze, und die Verhältnisse dieser Größen dürften vom Druck des Gases abhängig sein.

Unterschied des Minimumpotentials für positive und negative Spitzen.

Der zur Entladung notwendige Minimalwert des Potentials ist für die Entladung positiver Elektrizität von einer Spitze aus größer als für die negativer Elektrizität; dies ist, wie ich denke, in Übereinstimmung mit der vorhin entwickelten Anschauung; denn der Minimumwert der Potentialdifferenz V_0 hängt 1. von der Energie ab, die ein Elektron besitzen muß, um ein Molekül, gegen das es trifft, ionisieren zu können; 2. von der Energie, die das positive Ion besitzen muß, um die Elektrode, gegen die es trifft, zur Emission negativer Elektronen zu veranlassen; das Anwachsen einer dieser Größen würde von einem Anwachsen des Minimumwertes des Funkenpotentials begleitet sein. Wenn nun die entladende Spitze negativ ist, so sind die Bedingungen die gleichen, wie bei der gewöhnlichen Funkenentladung, denn dann

ist eine metallische Elektrode vorhanden, auf die die positiven Ionen aufprallen; wenn jedoch die Spitze positiv elektrisch ist, so besteht die Kathode aus den Molekülen des Gases, und es ist sehr wahrscheinlich, daß ein positives Ion größere Energie besitzen muß, um ein Elektron aus dem Molekül eines Gases als aus einem Stück Metall zu lösen, das wir, wie ich denke, uns begründetermaßen als sehr leicht ionisierbar denken können. Die Wirkung hiervon wäre, daß V_0 für die positive Spitze größer als für die negative würde, und daß demnach das Minimumpotential bei der Spitzenentladung größer wäre.

Zusammenhang zwischen dem Strom von einer Spitze und der Potentialdifferenz zwischen Spitze und Platte.

Um die mathematische Analyse zu vereinfachen, werden wir einen Fall annehmen, der, während er die gleichen physikalischen Erscheinungen wie bei der Spitzenentladung darstellt, wegen seiner Symmetrie geeigneter zur Berechnung ist; und zwar ist dies der Fall, daß sich ein sehr feiner Draht nach einem koaxialen Zylinder hin entlädt. Almy[1]) hat eine Reihe Experimente über diese Art der Entladung angestellt. Wir wollen einen Punkt des Drahtes zum Anfangspunkt eines polaren Koordinatensystems nehmen und mit r die Entfernung eines Punktes des Gases von dem Draht, mit R die elektrische Kraft an diesem Punkte und mit ϱ die Dichte der Elektrisierung bezeichnen, dann haben wir:

$$\frac{d}{dr}(Rr) = 4\pi\varrho r. \tag{1}$$

Jenseits des Bereiches des Funkens wird die Entladung von Ionen von einem Vorzeichen getragen sein; wenn demnach i der Strom pro Längeneinheit des Drahtes, u die Geschwindigkeit der Ionen ist, so haben wir dort:

$$i = 2\pi r u \varrho;$$

es war aber $u = kr$, wo k die Geschwindigkeit des Ions unter der Kraft Eins ist, so daß wir aus Gleichung (1) haben:

$$\frac{d}{dr}(Rr) = \frac{2i}{kR};$$

wenn wir diese Gleichung integrieren, so erhalten wir:

$$(Rr)^2 = \frac{2i}{k} r^2 + C, \tag{2}$$

wo C eine Konstante ist. Um C zu bestimmen, wollen wir a als den kleinsten Wert von r, für welchen die Ionen alle von einem Vor-

1) Almy, Americ. Journ. of Sc (4), 12, p. 175, 1902.

zeichen sind, bezeichnen (a wird größer als der Radius des Drahtes, um eine Größe von der Ordnung des Minimums der Funkenlänge sein); wenn $r = a$ ist, wird R vergleichbar sein mit der elektrischen Kraft, die erforderlich ist, um einen Funken zu erzeugen; es wird demnach R bei atmosphärischem Druck größer als 10^2 elektrostatischen Einheiten sein; in gleichem Maße ist k für Luft bei diesem Druck 450, demnach wird, solange ι mit dem Werte 2×10^6 elektrostatischen Einheiten vergleichbar ist, also mit $\frac{2}{3} \times 10^{-3}$ Ampères, was viel größer ist als die Ströme, die von den Beobachtern der Funkenentladung benutzt wurden, $(2\iota/k)a^2$ klein sein im Vergleich mit $(Ra)^2$, also wird C nahezu unabhängig vom Strom sein, und an der Oberfläche des Drahtes wird C groß sein im Vergleich mit $\frac{2\iota}{k} r^2$. An der Oberfläche des Zylinders andererseits wird im allgemeinen $2\iota r^2/k$ groß sein im Vergleich mit C; denn angenommen der Radius des Zylinders wäre 10^3mal so groß wie der des Drahtes, so würde ein Strom von wenigen Mikrocoulombs pro Sekunde (was etwa die Ordnung des Stromes ist, der von Tamm bei seinen Experimenten benutzt wurde) den Ausdruck $2\iota r^2/k$ an der Oberfläche des Zylinders sehr groß im Vergleich mit $(Ra)^2$ und demnach mit C machen.

Wenn V das Potential in der Entfernung r vom Drahte ist, so haben wir aus (2):

$$\frac{dV}{dr} = \frac{1}{r}\left\{\frac{2\iota}{k} r^2 + C\right\}^{\frac{1}{2}};$$

wenn wir diese Gleichung integrieren, so finden wir, wenn V' die Potentialdifferenz zwischen dem Zylinder und dem Punkte in der Nähe des Drahtes ist, wo der Strom anfängt, von Ionen eines Vorzeichens getragen zu werden und wenn b der Radius des Zylinders ist:

$$V' = \left\{\frac{2\iota}{k} b^2 + C\right\}^{\frac{1}{2}} - \left\{\frac{2\iota}{k} a^2 + C\right\}^{\frac{1}{2}} + \tfrac{1}{2}\sqrt{C}\log\frac{\left\{\frac{2\iota}{k} b^2 + C\right\}^{\frac{1}{2}} - C^{\frac{1}{2}}}{\left\{\frac{2\iota}{k} b^2 + C\right\}^{\frac{1}{2}} + C^{\frac{1}{2}}}$$

$$- \tfrac{1}{2}\sqrt{C}\log\frac{\left\{\frac{2\iota}{k} a^2 + C\right\}^{\frac{1}{2}} - C^{\frac{1}{2}}}{\left\{\frac{2\iota}{k} a^2 + C\right\}^{\frac{1}{2}} + C^{\frac{1}{2}}},$$

wo ι so groß ist, daß $2\iota b^2/k$ groß ist im Vergleich mit C; dies wird angenähert:

$$V' = \left(\frac{2\iota}{k} b^2\right)^{\frac{1}{2}} + \tfrac{1}{2}\sqrt{C}\log\frac{2C}{\frac{\iota}{k} a^2};$$

der zweite Term rechter Hand variiert sehr langsam mit ι; wenn wir ihn als konstant behandeln und für diesen Term α schreiben, so erhalten wir:

$$\frac{2\iota}{k}\, b^2 = (V' - \alpha)^2; \qquad (1)$$

wenn V die Potentialdifferenz zwischen Draht und Zylinder ist, so haben wir gesehen, daß $V = V' + V_0$ ist, wo V_0 das kleinste Potential ist, das einen Funken erzeugen kann (für Luft ist es etwa 351 Volt), also haben wir aus Gleichung (1):

$$\iota = \frac{k}{2\,b^2}\,(V - V_0 - \alpha)^2, \qquad (2)$$

so daß für große Werte von V, ι sich ändert wie V^2; demnach ändert sich der Strom wie das Quadrat der Potentialdifferenz. Almy[1]) fand, daß der Strom proportional war mit $V(V - \beta)$, demnach wird für Werte von V, die groß sind im Vergleich mit β, der Strom proportional mit V^2. Nach Almys Experimenten ist der Strom näher proportional der reziproken dritten Potenz des Radius des Zylinders als proportional dem reziproken Quadrat, wie es nach Gleichung (2) sein würde; es muß aber bemerkt werden, daß irgend ein Mangel an Symmetrie des Apparates, der dahin wirken würde, daß die Entladung auf einen besonderen Radius sich konzentriert, den Strom viel rapider mit dem Radius abnehmen machen würde, als wenn die Entladung vollständig symmetrisch wäre. Wir sehen aus Gleichung (2), daß der Strom sich wie k ändert, wenn k die Geschwindigkeit des Ions unter der Kraft Eins bedeutet, demnach sollte, da das negative Ion sich schneller als das positive bewegt, die Entladung bei gegebenem Potential größer sein, wenn die Spitze negativ, als wenn sie positiv ist; nach Tamms Beobachtungen ist das Verhältnis des negativen Stroms zum positiven in Luft bei atmosphärischem Druck gleich 1,44, dies ist nicht weit von dem Verhältnis der Geschwindigkeiten der negativen und positiven Ionen für trockene Luft entfernt.

Ionen entgegengesetzten Vorzeichens bei Spitzenentladung.

Da nun weiter ι proportional mit k ist, und k umgekehrt proportional mit dem Druck, so sollte der Strom umgekehrt wie der Druck sich ändern, wenn die Potentialdifferenz groß ist; ein Vergleich mit der Tabelle auf Seite 422 wird zeigen, daß, obwohl dies annähernd bei hohen Drucken richtig ist, es aufhört, eine Näherung an die Wahrheit zu sein, wenn der Druck niedrig ist, wo alsdann der Strom näher umgekehrt mit dem Quadrat des Druckes sich ändert. Bei niederen Drucken und bei großen Strömen ist die Entladung von einem Aufleuchten direkt von der Platte aus begleitet; ein Beispiel hierfür ist in Fig. 117, die einer Abhandlung von v. Obermayer[2]) entnommen ist, dargestellt: die Erscheinung, die die Entladung bietet, läßt vermuten, daß die Ionisation an der Platte sowohl wie an der Spitze stattfindet, in welchem Falle Ionen von beiden Vorzeichen

1) Almy, Americ. Journ. of Sc. (4), 12, p. 175, 1902.
2) v. Obermayer, Wien. Sitzber. C, p. 127, 1891.

zwischen Platte und Spitze vorhanden sein würden, und unsere Untersuchung, die auf die Annahme gegründet ist, daß der Strom vollständig von Ionen einer Art getragen wird, würde nicht anwendbar sein. Selbst bei atmosphärischem Druck ist in gewissen Fällen offenbar, daß Ionen von dem entgegengesetzten Vorzeichen wie das der Spitze vorhanden sind; so vermerkt C. T. R. Wilson[1]) einen Fall, bei dem, bei Entladung einer positiven Spitze, in seinem Expansionsapparat (siehe S. 136) Nebelbildung durch eine Expansion erzeugt wurde, die hinreichend ist, um negative Ionen, aber nicht positive, herunter zu bringen, woraus hervorgeht, daß negative Ionen vorhanden waren.

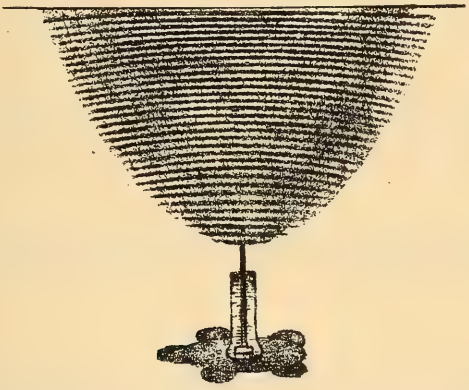


Fig. 117.

Wir werden sehen, daß von einem Funken Strahlen ausgehen (Entladungsstrahlen), die ein Gas ionisieren können; einige solcher Strahlen werden wohl von dem kleinen Funken am Ende der entladenden Spitze ausgehen, und diese Strahlen können vielleicht in gewissen Fällen merkliche Ionisation in beträchtlicher Entfernung von der Spitze erzeugen. Die Entladung von einer Spitze scheint hochgradig aktinische Kraft zu besitzen.[2])

Earharts Experimente (S. 406) scheinen anzudeuten, daß sobald die elektrische Kraft einen bestimmten sehr hohen Wert erreicht, die Ionen vom Metall kommen können, es würde interessant sein, weiterhin diese Ansicht zu untersuchen, indem man untersucht, ob ein Potential mittlerer Größe imstande ist, die Entladung einer außerordentlich feinen Spitze in einem guten Vakuum zu erzeugen.

1) C. T. R. Wilson, Phil. Trans. A. vol. 192, p. 403, 1899.
2) Cook, Phil. Mag. [5], 47, p. 40, 1899. Leduc, Éclair. Électr. XXI, p. 144, 1899.

Tafel I. Luft (Carr).

Funkenlänge = 1 mm		Funkenlänge = 2 mm		Funkenlänge = 3 mm		Funkenlänge = 5 mm		Funkenlänge = 10 mm	
Druck in mm Quecksilber	Funkenpotential in Volt	Druck in mm Quecksilber	Funkenpotential in Volt	Druck in mm Quecksilber	Funkenpotential in Volt	Druck in mm Quecksilber	Funkenpotential in Volt	Druck in mm Quecksilber	Funkenpotential in Volt
150	1510	20	620	51	1480	7,34	600	7,09	831
120	1265	13,2	527	41,5	1275	4,61	504	4,12	645
90	1025	8,73	455	31,5	1015	2,95	418	2,39	504
61	784	5,52	400	21,5	790	1,85	368	1,39	420
40,8	634	4,11	373	14,1	630	1,57	356	0,982	372
21,6	489	3,16	355	9,31	526	1,34	349	0,805	355
19,4	477	2,71	351	5,99	452	1,14	352	0,679	348
12,4	417	2,32	357	3,84	405	0,982	359	0,562	351
7,77	367	2,02	371	2,51	371	0,839	370	0,466	359
6,66	357	1,75	389	2,18	361	0,714	388	0,384	377
5,80	352	1,52	419	1,89	356	0,607	427	0,312	425
4,98	349	1,30	460	1,64	358	0,517	484	0,259	504
4,27	355	1,13	534	1,42	364	0,440	575	0,219	605
3,67	368	0,982	654	1,22	375	0,375	705	0,180	757
3,15	392	0,857	826	1,06	397	0,321	935	0,152	1020
2,70	429	0,750	1042	0,928	441	0,276	1223	0,125	1315
2,35	481	0,643	1312	0,804	494	0,232	1585	0,105	1730
2,02	558	0,549	1695	0,710	576	0,216	1774		
1,74	681	0,536	1829	0,616	691				
1,51	855			0,536	863				
1,29	1090			0,465	1092				
1,12	1463			0,411	1395				
1,05	1826			0,357	1786				

Tafel II. Luft (Carr).

Funkenlänge = 1 mm		Funkenlänge = 2 mm		Funkenlänge = 3 mm		Funkenlänge = 5 mm		Funkenlänge = 10 mm	
Produkt aus Druck und Funkenlänge	Funkenpotential in Volt	Produkt aus Druck und Funkenlänge	Funkenpotential in Volt	Produkt aus Druck und Funkenlänge	Funkenpotential in Volt	Produkt aus Druck und Funkenlänge	Funkenpotential in Volt	Produkt aus Druck und Funkenlänge	Funkenpotential in Volt
150	1510	40	620	153	1480	36,7	600	70,9	831
120	1265	26,4	527	124,5	1275	23,0	504	41,2	645
90	1025	17,4	455	94,5	1015	14,7	418	23,9	504
61	784	11,0	400	64,2	790	9,25	368	13,9	420
40,8	634	8,22	373	42,3	630	7,85	356	9,82	372
21,6	489	6,32	355	27,9	536	6,70	349	8,05	355
19,4	477	5,42	351	17,9	452	5,70	352	6,79	348
12,4	417	4,64	357	11,5	405	4,91	359	5,62	351
7,77	367	4,04	371	7,53	371	4,19	370	4,66	359
6,66	357	3,50	389	6,54	361	3,57	388	3,84	377
5,80	352	3,04	419	5,67	356	3,03	427	3,12	425
4,98	349	2,60	460	4,92	358	2,58	484	2,59	504
4,27	355	2,26	534	4,26	364	2,20	575	2,19	605
3,67	368	1,96	654	3,66	375	1,87	705	1,80	757
3,15	392	1,71	826	3,18	397	1,60	935	1,52	1020
2,70	429	1,50	1042	2,78	441	1,38	1223	1,25	1315
2,35	481	1,28	1312	2,41	494	1,16	1585	1,05	1730
2,02	558	1,09	1695	2,13	576	1,08	1774		
1,74	681	1,07	1829	1,84	691				
1,51	855			1,60	863				
1,29	1090			1,39	1092				
1,12	1463			1,23	1395				
1,05	1826			1,07	1786				

Tafel III. Kohlensäure (Carr).

Funkenlänge = 1 mm		Funkenlänge = 2 mm		Funkenlänge = 3 mm		Funkenlänge = 5 mm		Funkenlänge = 10 mm	
Produkt aus Druck und Funkenlänge	Funkenpotential in Volt	Produkt aus Druck und Funkenlänge	Funkenpotential in Volt	Produkt aus Druck und Funkenlänge	Funkenpotential in Volt	Produkt aus Druck und Funkenlänge	Funkenpotential in Volt	Produkt aus Druck und Funkenlänge	Funkenpotential in Volt
19,8	516	42,6	802	26,2	674	45,5	790	72,7	993
12,6	480	27,6	645	16,7	563	28,8	674	42,6	790
9,41	443	17,5	519	10,6	477	18,12	579	24,3	656
6,83	425	10,8	464	6,75	427	11,6	498	14,4	553
5,86	421	8,04	439	5,73	420	7,25	438	8,60	473
5,02	419	6,92	426	4,89	419	6,25	423	6,12	428
4,31	420	5,90	421	4,23	425	5,35	421	5,10	423
3,73	427	5,04	419	3,60	432	4,59	428	4,09	440
3,18	443	4,30	420	3,06	449	3,93	441	3,40	470
2,73	475	3,68	427	2,62	487	3,39	464	2,80	506
2,34	503	3,16	443	2,27	542	2,86	495	2,39	563
2,00	559	2,68	473	1,95	599	2,46	533	1,96	639
1,72	636	2,32	525	1,67	699	2,09	599	1,62	761
1,47	763	1,96	605	1,44	815	1,80	704	1,34	973
1,26	916	1,69	702	1,26	971	1,55	820	1,11	1219
1,08	1127	1,45	847	1,08	1162	1,33	969	0,946	1550
0,946	1432	1,25	1026	0,942	1445	1,16	1159	0,892	1730
0,817	1801	1,07	1258	0,822	1756	0,98	1373		
		0,910	1574			0,845	1663		
		0,842	1762			0,820	1770		

Tafel IV. Wasserstoff (Carr).

Funkenlänge = 1 mm		Funkenlänge = 2 mm		Funkenlänge = 3 mm		Funkenlänge = 5 mm		Funkenlänge = 10 mm	
Produkt aus Druck und Funkenlänge	Funkenpotential in Volt	Produkt aus Druck und Funkenlänge	Funkenpotential in Volt	Produkt aus Druck und Funkenlänge	Funkenpotential in Volt	Produkt aus Druck und Funkenlänge	Funkenpotential in Volt	Produkt aus Druck und Funkenlänge	Funkenpotential in Volt
21,7	328	46,0	435	40,8	415	68,0	469	75,3	526
16,2	300	29,6	360	25,6	356	46,7	415	43,7	427
11,9	281	22,0	323	16,2	301	30,1	350	25,5	335
10,3	278	16,1	299	13,9	286	19,0	300	17,7	299
8,94	287	13,9	285	12,0	278	16,4	287	14,6	283
7,74	306	11,8	279	13,3	282	14,0	281	12,2	287
6,52	335	10,0	284	8,79	292	12,0	282	10,1	295
5,57	374	8,60	293	7,56	310	10,2	285	8,46	313
4,73	487	7,44	305	6,45	356	8,80	293	7,00	343
4,11	649	6,46	333	5,55	440	7,55	305	5,75	426
3,54	905	5,54	399	4,77	564	6,30	345	4,70	595
3,04	1275	4,72	523	4,05	780	5,45	410	3,90	850
2,60	1781	4,06	727	3,48	1054	4,64	539	3,30	1142
		3,46	1010	3,00	1382	4,04	706	2,76	1477
		2,96	1380	2,58	1789	3,50	975	2,64	1710
		2,66	1746			3,00	1373		
						2,58	1775		

Vierzehntes Kapitel.

Der elektrische Bogen.

213. Beim elektrischen Funken und der Entladung von einer Spitze ist die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden mehrere hundert Volt, während der Strom nur ein Bruchteil von einem Milliampère ist; in dem Falle, den wir nun betrachten wollen — dem elektrischen Bogen —, wo die Elektroden im Zustande des Glühens sind, ist die Potentialdifferenz sehr viel kleiner, während der Strom außerordentlich viel größer ist, oft bis zu vielen Ampère ansteigt. Wir können Bogenentladung erzeugen, wenn wir eine Batterie von kleinem Widerstande nehmen, bei der die Zahl der Zellen hinreichend ist, eine Potentialdifferenz von 60 bis 80 Volt zu erzeugen, und alsdann die Elektroden mit zwei Kohlen verbinden, die zunächst aneinanderstoßen; dann fließt ein elektrischer Strom durch die Kohlen und erwärmt die Verbindungsstelle; wenn wir, während der Strom noch fließt, die Kohlen auseinanderziehen, so geht eine leuchtende Entladung, die einen Strom von vielen Ampère tragen kann, von einer Kohle zur anderen. Diese Entladung, die als elektrischer Bogen bezeichnet wird, ist durch die intensive Wärme und durch die Lichtwirkung charakterisiert, die sie zu großer praktischer Wichtigkeit erheben. Die gewöhnlichen Lichtquellen sind die Enden der Kohlenstäbe, die im Zustande lebhafter Glut sind. Die Temperatur der Enden des positiven Poles ist viel höher als die des negativen; nach Violle[1]) ist die Temperatur ersterer etwa 3500° C, die der letzteren etwa 2700° C, während die Temperatur des Bogens selbst von ihm höher als die jeder der beiden Elektroden gefunden wurde. Die Kohlenstifte zeigen, wenn sie anfangs gleich waren, bald ausgesprochene Unterschiede in ihrem Aussehen, das Ende des positiven Poles wird ausgehöhlt und in eine kraterartige Gestalt verwandelt, während der negative Pol, im Falle er am Anfang Spitze war, es auch bleibt. Beide Pole verlieren im allgemeinen an Gewicht, der positive jedoch weit mehr als der negative. Das Aussehen der Elektroden ist in Fig. 118 wiedergegeben; die

1) Violle, Comptes Rendus 115, p. 1273, 1892.

Figuren sind einer Abhandlung der Frau Ayrton[1]) entnommen. *a* und *b* stellen den Bogen dar, wenn er ganz in Ruhe ist, *d*, wenn er einen zischenden Ton von sich gibt; in einigen Fällen bildet sich ein pelzartiger Körper am Ende des negativen Poles. Die Temperatur des Kraters der positiven Elektrode bleibt selbst dann konstant, wenn der Strom variiert, ein Anstieg des Stromes vergrößert den Querschnitt des leuchtenden Kraters, aber die Lichtmenge, die pro Flächen-

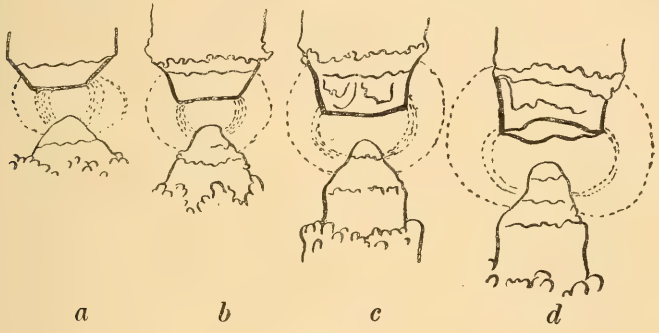


Fig. 118.

einheit emittiert wird, bleibt unverändert; die Temperatur des Kraters ist wahrscheinlich die Temperatur, bei der die Kohle schmilzt oder verdampft. E. W. Wilson[2]) zeigte, daß, wenn der Bogen durch Gase von sehr hohem Druck hindurchgeht, sagen wir 20 Atmosphären, die Leuchtkraft des positiven Kraters bedeutend geringer als bei Atmosphärendruck ist; in einer späteren Abhandlung gibt er als Grund hierfür an, daß dies durch die wachsende Absorption des Lichtes durch das umgebende Gas verursacht sein kann.

Zusammenhang zwischen Potentialdifferenz der Elektroden, Länge des Bogens und Strom.

214. Wenn V die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden, l die Länge des Bogens ist, so zeigte Fröhlich[3]), daß die lineare Gleichung

$$V = m + nl,$$

wo m und n Konstanten, also unabhängig von l sind, zwischen V und l besteht. Mrs. Ayrton[4]) zeigte, daß m und n beide Funktionen des Stromes i, der durch den Bogen hindurchgeht, sind, und daß

1) Mrs. Ayrton, Proc. Inst. Eletr. Engineers XXVII, p. 400, 1899.
2) E. W. Wilson, Proc. Roy. Soc. 58, p. 174, 1895; 60, p. 377, 1897.
3) Fröhlich, Elektrot. Zeitschr. 4, p. 150, 1883.
4) Mrs. Ayrton, The Electric Arc, cap. 4.

$$V = \alpha + \frac{\beta}{i} + \left(\gamma + \frac{\delta}{i}\right)$$

ist, wo α, β, γ, δ Konstanten sind.

Zusammenhang von Potentialdifferenz und Strom.

Ayrton[1]) stellte eine ausgedehnte Reihe von Experimenten an über den Zusammenhang von Potentialdifferenz und Strom im Bogen; einige seiner Kurven sind in Fig. 119 wiedergegeben, wo die Ordinaten die Potentialdifferenz und die Abszissen den Strom darstellen; es ist aus diesen Kurven ersichtlich, daß für einen ruhigen Bogen ein Anstieg im Strom von einer Abnahme der Potentialdifferenz begleitet ist, während beim zischenden Bogen die Potentialdifferenz unabhängig vom Strom ist.

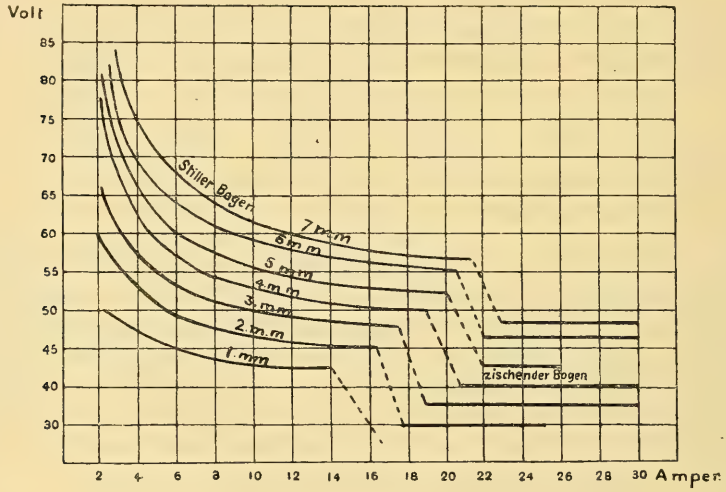


Fig. 119.

Die Konstanten m und n in Fröhlichs Formel wurden von verschiedenen Experimentatoren gemessen, von Fröhlich selbst, von Edlund[2]), Peukert[3]), v. Lang[4]), Groß und Shephard[5]), Nebel[6]), Arons[7]), Luggin[8]); für Kohleelektroden in Luft bei Atmosphärendruck ist m etwa 39 Volt, es variiert etwas mit der Größe und der Reinheit der Kohlen; es nimmt ab, wenn man sie in Salzlösungen

1) Ayrton, The Electric Arc, cap. 4.
2) Edlund, Pogg. Ann. 134, pp. 251, 337, 1868.
3) Peukert, Zeitschr. f. Elektrotechnik, Wien, III, p. 111, 1885.
4) v. Lang, Wied. Ann. 26, p. 145, 1885; 35, p. 384, 1887.
5) Groß u. Shephard, Proc. Amer. Acad. of Sciences 1886, p. 2.
6) Nebel, Centralblatt f. Elektrotechnik (8), pp. 517. 619, 1888.
7) Arons, Wied. Ann. 58, p. 73, 1896.
8) Luggin, Wien. Ber. 98, p. 1192, 1889.

taucht; der Wert von n, der von verschiedenen Experimentatoren angegeben wird, variiert beträchtlich, dies kann dadurch verursacht sein, daß sie Ströme verschiedener Intensität genommen haben, da Mrs. Ayrton zeigte, daß diese Größe vom Strom abhängig ist, indem sie abnimmt, wenn der Strom zunimmt. Wenn Metall- anstatt Kohleelektroden benutzt werden, so hängt der Wert von m von dem Metall ab, indem er im allgemeinen um so größer ist, je höher die Temperatur ist, bei der das Metall verdampft. Die Werte, die von v. Lang[1]) für m, für Elektroden von verschiedenen Substanzen, gefunden wurden, sind in Volt die folgenden: C = 35, Pt = 27,4, Fe = 25, Ni = 26,18, Cu = 23,86, Ag = 15,23, Zn = 19,86, Cd = 10,28. Lecher gibt für Pt = 28, Fe = 20, Ag = 8 an. Arons fand für Quecksilber den Wert 12,8; in diesem Falle war der Potentialfall längs des Bogens selbst außerordentlich gering. Wenn man diese Resultate interpretieren will, so ist es wichtig, darauf zu achten, daß bei einigen Elektroden der Bogen intermittierend ist. Lecher[2]) zeigte, daß dies im Falle der Eisen- und Platinelektroden stattfindet, und Arons[3]), daß es bei Quecksilberelektroden der Fall ist; keine Intermittenz wurde bei Kohle-, Silber- oder Kupferelektroden nachgewiesen. Die Potentialdifferenzen, die oben angegeben wurden, sind Mittelwerte, und wenn der Bogen intermittierend ist, so können sie sich von dem wirklichen Potential beim Übergang des Bogens beträchtlich unterscheiden.

Elektroden aus verschiedenem Metall.

Wenn die beiden Elektroden von verschiedenem Material sind, so kann die Potentialdifferenz von der Richtung des Stromes abhängen; dies ist speziell der Fall, wenn eine der Elektroden Kohle, die andere Metall ist. Der Bogen geht viel leichter über, wenn die Kohle die negative und das Metall die positive Elektrode ist, als umgekehrt. Diese Erscheinung ist so ausgesprochen, daß, wenn solch ein paar Elektroden mit einer wechselnden elektromotorischen Kraft verbunden werden, der Bogen nur in einer Richtung, bei der die Kohle der negative Pol ist, übergehen kann, indem die Potentialdifferenz nicht hinreicht, um ihn in entgegengesetzter Richtung zu treiben. Für Experimente in dieser Richtung möge auf die Abhandlungen von Blondel[4]), Duddell und Marchant[5]) und Eichberg und Kallir[6]) verwiesen werden.

1) v. Lang, Wied. Ann. 31, p. 384, 1887.
2) Lecher, ibid. 33, p. 609, 1888.
3) Arons, ibid. 58, p. 73, 1896.
4) Blondel, C. R. 127, p. 1016, 1898; 128, p. 727, 1898.
5) Duddell u. Marchant, Inst. Elect. Eng. 28, p. 1, 1899.
6) Eichberg u. Kallir, Wien. Sitzber. 107, p. 657, 1898.

Nichtbogenbildende Metalle.

Einfluß der Wärmeleitung.

215. Bei einigen Metallen hat der Bogen eine große Neigung, auszugehen, und er wird nur mit Schwierigkeiten aufrecht erhalten; Messing, Kadmium und Wismut sind Beispiele solcher Metalle; in einigen Fällen ist diese Eigenschaft sehr nützlich, sie wurde von Wurtz[1]) untersucht: viel hängt hierbei von der Größe und der Gestalt der Elektroden wie auch von dem Material, aus dem sie gemacht sind, ab; Bedingungen, die ein schnelles Entweichen der Wärme von den Enden der Elektroden begünstigen, begünstigen auch das Erlöschen des Bogens.

Einfluß des Druckes auf die Potentialdifferenz bei der Bogenentladung.

Bogen bei variablem Druck.

216. Die Potentialdifferenz ist nicht unabhängig vom Druck des Gases, durch das der Bogen hindurchgeht, Duncan, Rowland und Todd[2]) haben eine ausgedehnte Messungsreihe über diesen Punkt angestellt; die Resultate einiger ihrer Experimente sind graphisch in Fig. 120 dargestellt: aus den Kurven ist ersichtlich, daß für kurze Bogen die Potentialdifferenz kontinuierlich mit dem Drucke zunimmt, während für längere Bogen ein kritischer Druck existiert, bei dem die Potentialdifferenz ein Minimum ist; dieser kritische Druck scheint mit der Länge der Bogen zu wachsen.

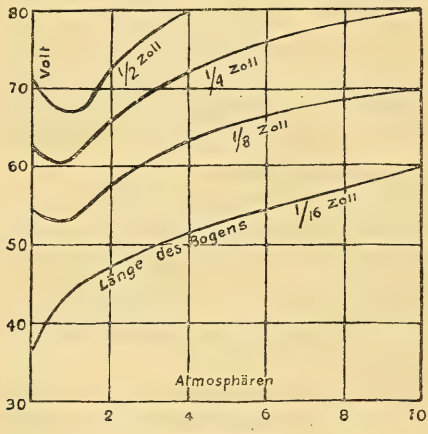


Fig. 120.

Einfluß der Natur des Gases auf die Potentialdifferenz.

Bogen bei verschiedenen Gasen.

217. Die Natur des Gases beeinflußt den Bogen; so ist es schwierig, gute Bogen in reinem Wasserstoff zu erhalten; dies kann zum Teil wenigstens der rapideren Konvektion der Wärme der Elektroden in diesem Gase zuzuschreiben sein. Arons[3]) hat die Potentialdifferenz, die erforderlich ist, um einen Bogen zu erzeugen von 1,5 mm Länge bei einem Strom von 4,5 Ampère zwischen Elektroden verschiedenen Metalles in Luft und in reinem Stickstoff gemessen; seine Resultate sind in der folgenden Tabelle wiedergegeben.

1) Wurtz, Lum. El. 14, p. 79, 1892.
2) Duncan, Rowland u. Todd, Electrician 31, p. 60
3) Arons, Drudes Annalen 1, p. 700, 1900

Elektrode	Potentialdifferenz		Elektrode	Potentialdifferenz	
	Luft	Stickstoff		Luft	Stickstoff
Ag	21	?	Pt	36	30
Zn	23	21	Al	39	27
Cd	25	21	Pb		18
Cu	27	30	Mg		22
Fe	29	20			

Interessant ist der Fall des Silbers, da Arons bei ihm, obwohl er gute Bogen in Luft ergibt, keine Bogen in reinem Stickstoff erhalten konnte; er schreibt dies dem Fehlen jeder chemischen Verbindung zwischen Silber und Stickstoff zu; er war imstande, im Fall der anderen Metalle den Nachweis der Bildung von Stickstoffverbindungen zu erbringen. Mit Ausnahme des Kupfers ist die Potentialdifferenz in Stickstoff kleiner als in Luft; die Differenz ist sehr merklich in den Fällen von Eisen und Aluminium ausgebildet.

Arons stellte auch eine Reihe Experimente in Wasserstoff an, aber er fand, daß es sehr große Schwierigkeiten machte, in diesem Gase Bogen zu erhalten, und zwar war dies nur möglich, wenn sehr starke Ströme in Anwendung kamen und das Gas auf niedrigem Drucke gehalten wurde. Kadmium, Zink und Magnesium geben die besten Bogen in Wasserstoff.

Wir müssen darauf hinweisen, daß im Falle der Bogenbildung, infolge der Verflüchtigung des Metalles oder der Kohle, die Entladung durch eine Mischung von Metalldampf mit Luft oder Stickstoff oder Wasserstoff, in dem die Elektroden sich befinden, hindurchgeht, so daß die Experimentierbedingungen sehr komplizierter Natur sind; die Anwesenheit des Metalldampfes erschwert in hohem Grade die Erklärung des Einflusses der Änderung des Druckes in dem die Elektroden umgebenden Gase, da wir den Druck des Metalldampfes nicht kennen.

218. Die Verteilung des Potentials zwischen den Elektroden zeigt im allgemeinen den folgenden Charakter: es ist ein beträchtlicher Potentialfall in der Nähe der Anode, ein geringerer in der Nähe der Kathode und ein sehr mäßiger Potentialfall in dem Raume zwischen den Elektroden vorhanden; ein allgemeines Bild dieser Verteilung ist in der Fig. 121 wiedergegeben. Die Kurve zeigt manche der Charakteristiken der Verteilung des Potentials zwischen zwei heißen Elektroden in Flammen; siehe S. 192. Potentialverteilung im Bogen.

Luggin[1]) fand, daß bei Kohleelektroden und einem Strom von

1) Luggin, Centralbl. f. Elektrotechnik 10, p. 567, 1888.

15 Ampère ein Potentialfall von 33,7 Volt dicht an der Anode und einer von 8,7 Volt an der Kathode stattfindet. Die Differenz zwischen den Potentialgefällen an Anode und Kathode ist nicht so groß bei Eisen- und Kupferelektroden als wie bei Kohleelektroden. Bei Quecksilberelektroden fand Arons, daß der Kathodenfall 5,4 Volt, der Anodenfall 7,4 Volt beträgt. Wenn der Strom so weit gesteigert wird, daß die Entladung aus der ruhigen zur zischenden Entladung übergeht, so tritt ein plötzlicher Potentialfall auf. Luggin[1]) und Mrs. Ayrton[2]) zeigten, daß die hierbei eintretende Abnahme des Potentials fast vollständig an der Anode stattfindet, und daß die Potentialgradienten in den übrigen Teilen der Entladung nur wenig beeinflußt werden.

Fig. 121.

Einfluß der Temperatur der Elektroden im Bogen.

219. Einige Experimente, die über die Rolle, die die beiden Elektroden im Bogen spielen, sehr zu denken geben, sind von Fleming[3]) angestellt worden. Bei diesen Experimenten wurde eine dritte Kohle als Prüfelektrode benutzt, die entweder in den Bogen hineingebracht wurde oder, was oft bequemer war, außerhalb in den ungestörten Teil des Bogens gebracht wurde, wonach alsdann der Bogen mit Hilfe eines Magneten zu ihr herübergezogen wurde. Fleming fand, daß, wenn die dritte Elektrode mit dem negativen Pol des Bogens durch einen Kreis, der eine Batterie von wenigen Zellen und ein Galvanometer zur Registrierung des Stromes erhielt, verbunden war, im Kreise ein Strom bei einer sehr geringen elektromotorischen Kraft floß, solange die Richtung des Stromes von der kalten Elektrode im Bogen durch den Bogen zur negativen Elektrode und dann durch das Galvanometer ging, daß aber in umgekehrter Richtung kein Strom ging. Anders ausgedrückt besagt dieses Resultat, daß bei Elektroden, von denen eine heiß, die andere kalt ist, der Strom nur in der Richtung fließen kann, in der die negative Elektrizität von der heißen Elektrode in das Gas eintritt, aber nicht in entgegengesetzter Richtung. Obwohl demnach bei gewöhnlichen Bogen die positive Elektrode die heißere ist, zeigt dieses Experiment, daß eine hohe Temperatur der negativen Elektrode die wesentliche Bedingung für die Bogenentladung ist, und daß, wenn

1) Luggin, Wien. Sitzber. 98, p. 1192, 1889.
2) Mrs. Ayrton, The Electric Arc.
3) Fleming, Proc. Roy. Soc. 47, p. 123, 1890.

wir die Temperatur der negativen Elektrode durch unabhängige Mittel hochhalten, wir eine Entladung selbst dann erhalten können, wenn die Temperatur der positiven Elektrode verhältnismäßig niedrig ist. Es wird jedoch kein Bogen erhalten, wenn die negative Elektrode die kalte ist.

Fleming fand, daß bei Verbindung der Prüfelektrode mit der positiven Elektrode, ohne Zuschalten einer Batterie in den Stromkreis, Strom genug durch die Prüfelektrode floß, um eine elektrische Klingel zum Ansprechen oder eine Glühlampe, die zwischen der Prüfelektrode und der positiven Elektrode angebracht war, zum Leuchten zu bringen: daß aber nicht hinreichend Strom überging, wenn die Elektrode mit dem negativen anstatt mit dem positiven Pol verbunden war. Dieses Resultat deutet an, daß das Potential der Versuchselektrode nahezu das gleiche mit der Kathode war. Aus diesen Experimenten schloß Fleming, daß die Bogenentladung aus einem Strom negativ elektrisierter Kohleteilchen, die von der Kathode ausgehen, besteht; diese tragen den Strom und treffen mit großer Geschwindigkeit auf die Anode und höhlen sie aus, gerade wie ein Körper ausgehöhlt wird, wenn er durch ein Gebläse getroffen wird.

Vergleich der Entladung glühender Körper, etwa in Flammen mit der Bogenentladung.

Die Phänomene, die bei der Entladung der Elektrizität von glühenden Körpern auftreten, deuten, wie mir scheint, an, daß eine etwas andere Erklärung der Bogenentladung am Platze ist. Wir sahen, daß ein glühender Körper, etwa ein Stück Kohle, auch bei Temperaturen, die weit unter der der Elektroden bei der Bogenentladung liegen, negative Elektronen aussendet, und zwar in einer Anzahl, die einem Strom von der Ordnung von einem Ampère pro Quadratzentimeter der glühenden Oberfläche entspricht, und daß die emittierte Menge sehr schnell mit der Temperatur ansteigt; demnach wird bei der Temperatur der negativen Kohle im Kohlebogen die Emission wahrscheinlich einem Strom von einer großen Zahl Ampère pro Quadratzentimeter der heißen Oberfläche entsprechen. Wenn demnach ein Stück Kohle durch eine vom Bogenstrom unabhängige Methode auf hoher Temperatur gehalten und als negative Elektrode benutzt würde, so könnte ein Strom durch ein Gas zur anderen Elektrode hinfließen, ob diese zweite Elektrode kalt oder warm ist.

Wir wollen zunächst annehmen, daß die Anode kalt ist, dann würde der Strom vollständig von negativen Ionen getragen werden, es würden dann freie negative Ionen in dem Raum zwischen den Elektroden vorhanden sein; dies würde mit sich bringen, daß die elektrische Kraft von der Kathode zur Anode hin ansteigt und würde ferner ein schnelles Ansteigen des Stromes mit der Potentialdifferenz verursachen. Angenommen nun, die Anode wird heiß, und es sei etwas Gas in Kontakt mit ihr, das ionisiert werden kann, wodurch ein Überschuß von positiven Ionen entstände; dann wird der Strom nicht

länger vollständig von negativen Ionen getragen werden, wenn er auch wegen der Geschwindigkeit der negativen Ionen, die bei dieser hohen Temperatur um vieles größer ist als die der positiven, zu dem weitaus größeren Teil von negativen Ionen getragen wird. Das Vorhandensein der positiven Ionen modifiziert jedoch sehr beträchtlich die Verteilung des Potentials zwischen den Elektroden; die positiven Ionen diffundieren in das Entladungsgebiet, bis ihre Zahl merklich gleich der der negativen Ionen ist; sobald dies der Fall ist, ist die elektrische Kraft merklich gleichförmig zwischen den Elektroden verteilt, mit Ausnahme der unmittelbaren Nachbarschaft der Elektroden, und wir haben eine Verteilung ähnlich der in Fig. 49, S. 192 gegebenen, die einer Abhandlung von H. A. Wilson über die Leitfähigkeit durch heiße Gase entnommen ist und die Verteilung des Potentials zwischen zwei heißen Elektroden darstellt: bei Vergleichung mit Fig. 121 ist ersichtlich, daß der Potentialfall in der Flamme eine große Ähnlichkeit mit dem zwischen den Elektroden bei der Bogenentladung hat. Der Standpunkt, den wir zur Erklärung der Bogenentladung einnehmen, ist der, daß diese Entladung ähnlich der zwischen glühenden Elektroden, wie wir sie gerade betrachtet haben, ist; der einzige Unterschied besteht darin, daß in der Flamme die Temperatur der Elektroden durch unabhängige Mittel aufrecht erhalten wird, während sie beim Bogen durch die Arbeit, die bei der Entladung selbst geleistet wird, erzeugt wird; hierzu ist erforderlich, daß die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden und der Strom, der zwischen ihnen übergeht, nicht unter einen bestimmten Wert sinkt. Andererseits ist, wenn die Temperatur durch äußere Hilfe aufrecht erhalten wird, die kleinste Potentialdifferenz imstande, einen Strom hindurchzusenden.

Mechanismus der Bogenentladung.

Nach dieser Anschauung wird also die Kathode von positiven Ionen bombardiert; hierdurch wird ihre Temperatur auf solcher Höhe erhalten, daß negative Elektronen aus der Kathode herauskommen; diese negativen Elektronen halten zum größten Teil die Bogenentladung aufrecht, bombardieren die Anode und bringen diese zum Glühen, sie ionisieren entweder direkt durch Stoß oder indirekt durch Wärme die Anode, das Gas oder den Metalldampf, der das Metall, aus dem die Anode hergestellt ist, umgibt. So erzeugen sie den Nachschub positiver Ionen, welche die Kathode heiß halten. Es ist ersichtlich, daß der wesentliche Charakter der Entladung die heiße Kathode ist, da diese die Träger des größten Teiles des Stromes im Bogen zu liefern hat; die Anode hat im allgemeinen heiß zu sein, andernfalls könnte sie nicht die positiven Ionen, welche die Kathode heiß halten, ergänzen; in einem Falle, wie in dem beschriebenen, bei welchem eine dritte Elektrode in den Bogen eingeführt wurde und als Anode wirkte, können wir die Entladung als eine mit zwei Anoden ansehen, und

wenn eine bereits hinreichend heiß ist, um die Kathode heiß zu halten, so können wir den Bogen auch dann zur anderen Anode übergehend bekommen, wenn diese kalt ist.

220. Die Bedingungen, die den Strom bestimmen, wenn eine gegebene elektromotorische Kraft im ganzen Kreis des Bogens wirkt, sind die, daß die Arbeit, die der Kathode und Anode zugeführt wird, hinreichend ist, um sie glühend zu erhalten. Obwohl wir nicht die Daten haben, welche eine numerische Berechnung möglich machen, so können wir doch einen Ausdruck in analytischer Form für die Bedingungen aufstellen, der dazu dienen kann, die vorige Theorie klarer und bestimmter zu machen. Analytische Formulierung.

Wir sahen, daß die Zahl der Elektronen, die pro Sekunde von der Flächeneinheit eines heißen glühenden Körpers emittiert werden, sehr schnell mit der Temperatur wächst und mit beträchtlicher Näherung durch eine Formel von der Form

$$A\theta^{\frac{1}{2}}\varepsilon^{-\frac{w}{\theta}}$$

dargestellt wird, wo θ die absolute Temperatur ist; wir werden diese Funktion $f(\theta)$ nennen, wenn dann θ die Temperatur und ω_1 der Querschnitt des leuchtenden Teiles der Kathode ist, so ist die Zahl der Elektronen, die von der Kathode in einer Sekunde ausgeht, gleich $\omega_1 f(\theta)$. Wenn i der Strom ist, R_1, R_2 die Geschwindigkeiten der positiven und negativen Ionen im Felde Eins, so ist der Teil des Stromes, der von negativen Ionen getragen wird, gleich $R_2 i/(R_1 + R_2)$ und wenn dieser Ausdruck mit e dividiert wird, wenn e die Ladung eines Ions ist, so ist er gleich der Zahl der negativen Ionen, die einen Querschnitt des Bogens pro Sekunde passieren; wir haben demnach

$$\frac{R_2}{R_1 + R_2}\,\frac{i}{e} = \omega_1 f(\theta). \qquad (1)$$

Wir wollen nun das Temperaturgleichgewicht der Kathode betrachten. Es sei $\omega_1 \Phi(\theta)$ der Verlust der Kathode an Wärme durch Strahlung und Leitung, w die Arbeit, die geleistet wird, wenn die Kathode Elektronen emittiert, alsdann ist im Gleichgewichtszustand die Energie, welche der Kathode geliefert werden muß, gleich

$$\frac{w}{e}\,\frac{R_2}{R_1 + R_2}\,i + \omega_1 \Phi(\theta);$$

diese Arbeit muß von den positiven Ionen, die auf die Kathode pro Zeiteinheit auftreffen, geleistet werden; die Zahl der positiven Ionen ist

$$\frac{R_1}{R_1 + R_2}\,\frac{i}{e};$$

wir werden annehmen, daß die Energie, die sie besitzen, von ihnen erlangt wird, wenn sie sich durch das Kathodengefälle bewegen; das

Kathodengefälle werde mit E_0 bezeichnet, wenn wir dann die Energie, welche der Kathode erteilt wird, gleich der Energie setzen, die sie verliert, so haben wir

$$E_0 \frac{R_1}{R_1 + R_2} i = w \frac{R_2}{R_1 + R_2} \frac{i}{e} + \omega_1 \Phi(\theta)$$

oder

$$E_0 = \frac{w}{e} \frac{R_2}{R_1} + \omega_1 \frac{R_1 + R_2}{R_1} \frac{\Phi(\theta)}{i}. \tag{2}$$

Es sei nun θ_1 die Temperatur und ω_2 der Querschnitt des heißen Teiles der Anode, $\omega_2 \psi(\theta_1)$ die Größe, um die sie Energie durch Strahlung, Leitung und Verdampfung verliert, W die Arbeit, die erforderlich ist, um positive Ionen zu erzeugen.

Die Zahl der positiven Ionen, die pro Zeiteinheit erzeugt werden, ist

$$\frac{R_2}{R_1 + R_2} \frac{i}{e};$$

demnach ist die Arbeit, die pro Sekunde an der Kathode absorbiert wird, gleich

$$\omega_2 \psi(\theta_1) + \frac{R_1}{R_1 + R_2} \frac{Wi}{e}.$$

Die Zahl der negativen Ionen, die auf die Anode trifft, ist pro Zeiteinheit

$$\frac{R_2}{R_1 + R_2} \frac{i}{e};$$

wenn wir annehmen, daß die Energie, mit der sie gegen die Anode prallen, gleich der ist, die sie im Anodenfalle E_1 erlangen, und den Energieverlust der Anode gleich dem Energiegewinn setzen, so erhalten wir

$$E_1 \frac{R_2}{R_1 + R_2} i = W \frac{R_1}{R_1 + R_2} \frac{i}{e} + \omega_2 \psi(\theta_1);$$

demnach

$$E_1 = \frac{W}{e} \frac{R_1}{R_2} + \omega_2 \frac{\psi(\theta_1)}{i} \frac{R_1 + R_2}{R_2}; \tag{3}$$

θ_1 hängt, wie wir gesehen haben, nicht vom Strom, sondern nur vom Material, aus dem die Anode gemacht ist, ab.

Wenn E die äußere elektromotorische Kraft, die im Kreise wirkt, ist, R der Widerstand der Zuführung, so ist $E - Ri$ die Potentialdifferenz zwischen den Bogenelektroden; wenn der Bogen so kurz ist, daß wir Änderungen im Potentiale längs des Bogens vernachlässigen können, abgesehen von denen an der Anode und Kathode, so ist die Potentialdifferenz gleich $E_0 + E_1$; wir haben demnach

$$E - Ri = E_0 + E_1; \tag{4}$$

wir haben also aus Gleichung (1), (2), (3), (4) die Möglichkeit, die vier unbekannten Größen θ, i, E_0 und E_1 zu bestimmen.

Mrs. Ayrton zeigte, daß ω_2, der Querschnitt des Kraters, eine lineare Funktion des Stromes ist und durch eine Gleichung der Form $\omega_2 = a + bi$ dargestellt werden kann; wenn ω_1 demselben Gesetz folgt, so läßt Gleichung (2) und (3) vermuten, daß $E_0 + E_1$ von der Form $\alpha + \frac{\beta}{i}$ ist, wo α und β unabhängig von i sind, und dies ist in Übereinstimmung mit den Resultaten der Experimente über den Zusammenhang zwischen dem Strom durch den Bogen und der Potentialdifferenz zwischen seinen Elektroden.

221. Wenn wir die Gleichung

Stabile und unstabile Entladungsbedingungen.

$$E = Ri + \alpha + \frac{\beta}{i} \qquad (5)$$

betrachten, so sehen wir, daß die Kurve, welche diese Beziehung darstellt, eine Hyperbel ist. E hat ein Minimum im Punkte A, dessen Wert

$$2\sqrt{\beta R} + \alpha$$

ist. Der Teil der Kurve linker Hand von A entspricht einem unstabilen Zustande, denn wenn der Strom sich von i_0 bis zu $i_0 + x$ ändert, und wenn Selbstinduktion L im äußeren Kreis vorhanden ist und E' die konstante elektromotorische Kraft der Batterie usw. in diesem Kreise ist, so haben wir aus Gleichung (5)

$$E' - L\frac{dx}{dt} = R(i_0 + x) + \alpha + \frac{\beta}{i_0 + x}$$

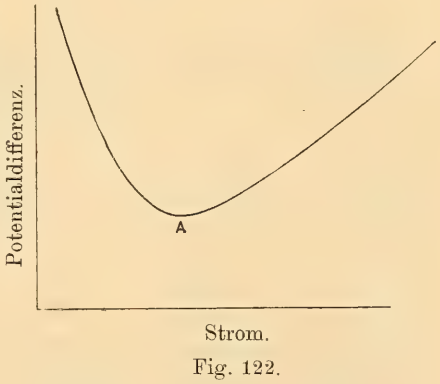


Fig. 122.

oder, wenn x klein ist

$$-L\frac{dx}{dt} = x\left(R - \frac{\beta}{i_0^2}\right)$$

oder

$$x = C \cdot \varepsilon^{\frac{t}{L}\left(\frac{\beta}{i_0^2} - R\right)}.$$

Nun ist linker Hand von A, $\frac{\beta}{i_0^2} - R$ positiv, demnach wird x unbeschränkt mit t wachsen, und der Strom wird unstabil. Rechter Hand von A ist diese Größe negativ und x wird zu Null abnehmen mit wachsender Zeit; unter diesen Umständen wird der Strom stabil. Demnach kann der Strom, wenn er stabil ist, nicht geringer sein als dem Werte A entspricht, also als $(\beta/R)^{\frac{1}{2}}$, wenn demnach i_m der Minimumwert des Stromes ist, E_m der Minimumwert der äußeren elektromotorischen Kraft, so haben wir

$$i_m = (\beta/R)^{\frac{1}{2}},$$

$$E_m = 2(\beta \cdot R)^{\frac{1}{2}} + \alpha$$

oder wenn die äußere elektromotorische Kraft E ist, so wird der Bogen ausgehen, wenn der Widerstand R im äußeren Kreise größer ist als

$$\frac{(E-\alpha)^2}{4\beta}.$$

Numerisches Beispiel.

Wir wollen nun als ein numerisches Beispiel den Fall des Bogens von 6 mm Länge betrachten, für den die Kurve, welche den Zusammenhang zwischen dem Strom durch den Bogen und der Potentialdifferenz der Elektroden darstellt, in Fig. 119 auf Seite 438 wiedergegeben ist Aus der Kurve finden wir, daß $\beta = 3{,}4 \cdot 10^8$ in absolutem Maße ist; wir wollen α etwa gleich 40 Volt nehmen oder in absolutem Maße gleich $4 \cdot 10^9$, wenn E die elektromotorische Kraft im äußeren Kreise gleich 80 Volt oder $8 \cdot 10^9$ absoluten Einheiten ist; wir finden, daß der Bogen ausgehen wird, wenn der Widerstand größer ist als

$$\frac{16 \cdot 10^{18}}{4 \cdot 3{,}4 \cdot 10^8} = 1{,}2 \cdot 10^{10} = 12 \text{ Ohm}.$$

Graphische Behandlung des gleichen Problems.

222. Eine andere Möglichkeit, dieses Problem des Bogens graphisch zu behandeln, ist die, daß wir anstatt die Kurve

$$E = Ri + F(i)$$

zu zeichnen, wo $F(i)$ die Potentialdifferenz zwischen den Polen des Bogens ist, wenn durch ihn ein Strom i geht, die Kurve

$$y = F(i)$$

und die gerade Linie

$$y = E - Ri$$

zeichnen; wenn diese sich in den beiden Punkten P und Q schneiden (Fig. 123), so können wir ebenso wie vorhin zeigen, daß der Zustand, der P entspricht, unstabil ist, und daß der Strom bei gegebener äußerer elektromotorischer Kraft und gegebenem Widerstand durch die Abszisse des Punktes Q dargestellt wird; wenn der Widerstand zu groß ist, so kann die Linie die Kurve überhaupt nicht schneiden, während, wenn er zu klein ist, der Punkt Q so weit weg vom entsprechenden Werte des Stromes liegt, daß er für einen ruhigen Bogen zu groß sein würde und sich notwendig ein zischender Bogen ausbilden würde.

Der Minimumwert des Stromes für einen gegebenen äußeren Widerstand wird dadurch erhalten, daß man den Punkt S sucht, dessen Tangente an die Kurve parallel zur Linie $y = -Ri$ ist. Der Strom

bei S ist der Minimumwert des Stromes, und der Wert von OT ist, wenn T der Punkt ist, wo die Tangente bei S die Achsen $i = 0$ schneidet, der Minimumwert der äußeren elektromotorischen Kraft.

Um den Minimumwert des R, für den der Bogen unter einer gegebenen äußeren elektromotorischen Kraft E_1 noch existieren kann, zu finden, nehmen wir $ON = E_1$, und ziehen von N aus eine Tangente an die Kurve; diese Tangente schneidet die Achse $y = 0$ in M, dann ist ON/OM der gesuchte Widerstand.

Zischender Bogen.

223. Wenn der Strom über einen bestimmten Wert gesteigert wird, so fällt die Potentialdifferenz zwischen den Polen im Falle der Kohleelektroden um etwa 8 oder 10 Volt und ändert sich nicht, wenn der Strom weiter gesteigert wird; in diesem Zustande gibt der Bogen einen zischenden Ton von sich. Mrs. Ayrton[1]), die eine Studie über den zischenden Bogen gemacht hat, zeigte, daß das Zischen eintritt, wenn die Glut der Anode einen Querschnitt überdeckt, der so groß ist, daß er sich jenseits des Kraters über die Umrandung der Elektrode hin ausdehnt, wie dies in den Figuren 118c und a, welche die Erscheinung des Bogens in zischendem und ruhigem Zustande darstellen, zu sehen ist. Das Zischen des Bogens ist in engem Zusammenhange mit der Oxydation der Elektrode durch die Luft; denn wenn die Glut sich bis zu den Seiten der Kohle ausdehnt, so wird die glühende Kohle nicht länger vollständig vom Kohlendampf vor Oxydation geschützt. Alsdann fängt der Bogen an zu zischen. Mrs. Ayrton zeigte, daß, wenn der Bogen in einem engen Gefäß erzeugt wird, eine Steigerung des Stromes den Bogen nicht mehr zum Zischen bringt, sobald der Sauerstoff im Gefäß verbraucht ist; wenn jedoch frischer Sauerstoff eingeführt wird, so beginnt das Zischen von neuem.

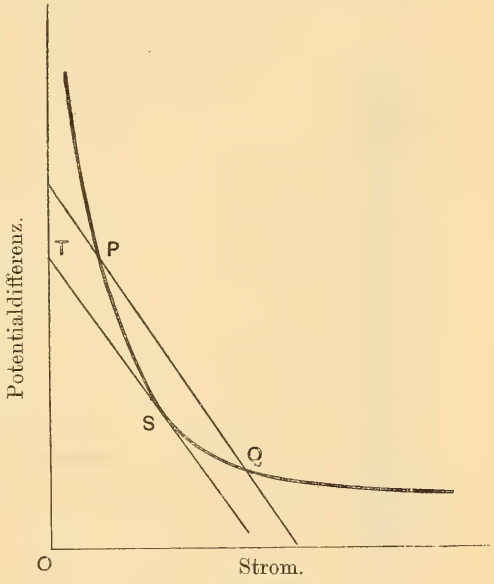


Fig. 123.

Es ist wohl einzusehen, daß chemische Verbindung dahin wirken muß, die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden des Bogens zu

1) Mrs. Ayrton, The Electric Arc.

verringern, denn die Hitze, die bei der Verbrennung der Elektroden entwickelt wird, wird diese glühend erhalten, so daß nicht mehr die ganze Energie, die für das Glühen erforderlich ist, durch das elektrische Feld selbst geliefert zu werden braucht.

Trotter[1]) hat gezeigt, daß in dem unstabilen Zustande zwischen zischendem und ruhigem Bogen Teile des Bogens in beständiger Bewegung sind.

Einfluß des magnetischen Feldes.

224. Der Bogen wird durch ein magnetisches Feld in gleicher Richtung abgelenkt wie ein biegsamer Leiter, der von einem Strom in der gleichen Richtung wie der Bogen durchflossen wird. Der gekrümmte Gang entspricht einer längeren Bahn, und die Wirkung des magnetischen Feldes auf die Potentialdifferenz ist von gleichem Charakter wie die der Verlängerung des Bogens. Geradeso, wie es möglich ist, einen Bogen dadurch auszulöschen, daß man seine Länge vergrößert, kann er auch durch die Anwendung starker magnetischer Felder ausgeblasen werden.

1) Trotter, Proc. Roy. Soc. 56, p. 262, 1894.

Fünfzehntes Kapitel.

Entladung durch Gase bei niederen Drucken.

Nomenklatur der Entladung.

225. Wenn die elektrische Entladung durch ein Gas bei niederem Druck hindurchgeht, so sind Unterschiede in der Erscheinung der Entladung in den verschiedenen Teilen der Entladungsbahn sehr deutlich ausgeprägt. Die Entladung (Fig. 124) stellt sich folgendermaßen dar: Zunächst der Kathode ist eine dünne Schicht leuchtenden Dampfes über die Oberfläche ausgebreitet, dann kommt dicht daran anschließend ein verhältnismäßig dunkler Raum, der sogenannte Crookessche Dunkelraum, die Ausdehnung desselben ist vom Druck des Gases abhängig und wächst mit abnehmendem Druck. Sie hängt auch, wie Schuster[1]) gezeigt hat, in gewissem Grade von der Intensität des Stromes ab; für starke Ströme ist sie größer als für schwache; die Begrenzungen des dunklen Raumes sind nahezu durch die Oberfläche bestimmt, die man erhält, wenn man die Normalen von konstanter Länge, von der Oberfläche der Kathode aus zieht. Hinter dem dunklen Raume ist eine leuchtende Schicht vorhanden, das sogenannte „negative Glimmlicht"; darauf folgt wiederum ein zweiter verhältnismäßig dunkler Bereich, der von einigen Schriftstellern der „zweite negative Dunkelraum" und von anderen „Faradays dunkler Raum" genannt wird; seine Länge ist sehr variabel, selbst dann, wenn der Druck konstant ist; hieran schließt sich wiederum eine leuchtende Säule, die bis zur Anode hinreicht und „positive Säule" genannt wird; wenn der Strom und der Druck in bestimmten Grenzen gehalten werden, so zeigt diese Säule auffällige Wechsel dunkler und glänzender Schichten; diese werden als „Schichtung" bezeichnet und sind in Fig. 125 wiedergegeben. Die Figur ist einer Abhandlung von De la Rue und Müller, Phil. Trans., 1878, pt. I, p. 155 entnommen In langen Röhren bildet die positive Säule den größten Teil der Entladung,

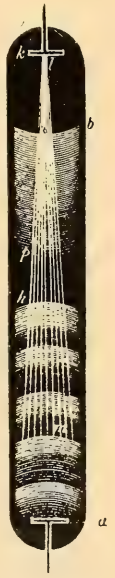


Fig. 124.

1) Schuster, Proc. Roy. Soc. 47, p. 557, 1890.

denn der Crookessche Raum, das negative Glimmlicht und der Faradaysche Dunkelraum hängen nicht wesentlich von der Länge der Röhre ab, so daß bei wachsender Länge der Entladung das Anwachsen praktisch nur der Länge der positiven Säule zukommt; so

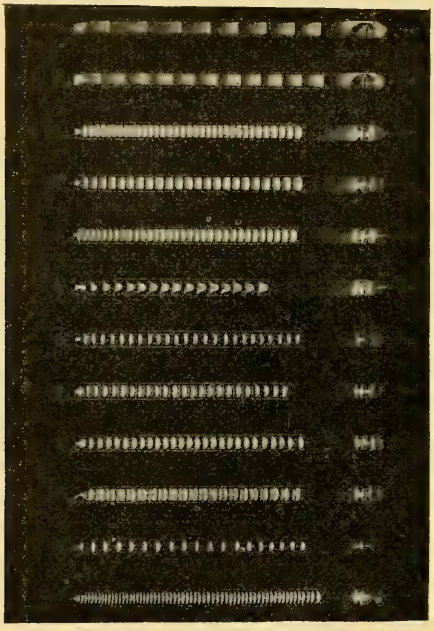


Fig. 125.

nahm beispielsweise bei einer Röhre, die vom Verfasser benutzt wurde und 15 Meter Länge hatte, die positive Säule die ganze Röhre in Anspruch mit Ausnahme von zwei oder drei Zentimeter dicht an der Kathode.

Verteilung der elektrischen Kraft längs der Entladung.

Messung des Potentialfalls im Rohr.

226. Die elektrische Kraft variiert beträchtlich längs der Entladungsbahn; sie wurde von Hittorf[1]), Graham[2]), A. Hertz[3]), Skinner[4]) und H. A. Wilson[5]) gemessen. Die von den Beobachtern angewandte Methode war die, das Potential zu messen, das ein Metalldraht, der an verschiedene Stellen der Entladungsbahn gebracht

1) Hittorf, Wied. Ann. 20, p. 705, 1883.
2) Graham, ibid. 46, p. 49, 1898.
3) Hertz, ibid. 44, p. 241, 1895.
4) Skinner, ibid. 68, p. 752, 1899.
5) H. A. Wilson, Phil. Mag. V, 49, p. 505, 1900.

wurde, annahm, wenn das Potential des Drahtes, das gleiche wie das des Gases, mit dem es in Kontakt ist, war; solche Beobachtungen setzen uns in den Stand, die Verteilung der elektrischen Kraft längs der Röhre festzustellen. Als ein Beispiel, wie diese Methode in praxi angewandt wird, wollen wir den Apparat, der von H. A. Wilson benutzt und in Fig. 126 dargestellt ist, nehmen. Die Entladung ging zwischen zwei Aluminiumscheiben C und D über. Diese wurden von dünnen Glasstäben, die sie in einer konstanten Entfernung voneinander hielten, getragen. Dünne Drahtspiralen verbanden diese Elektroden mit Drähten, die in die Enden der Röhre eingeschmolzen waren. Ein Stück Eisen H wurde an dem Stabe, welcher die Elektroden hielt, befestigt und setzte den Beobachter in den Stand, diese längs der Röhre mit Hilfe eines Magneten zu bewegen. Zwei Elektroden E, F, etwa ein Millimeter voneinander entfernt, wurden in die Wand der Röhre G eingeschmolzen; diese Elektroden wurden mit

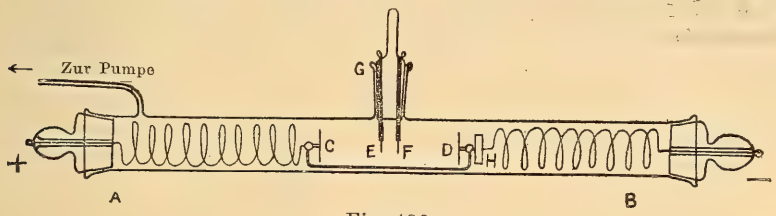


Fig. 126.

einem Quadrantenelektrometer, dessen Ablenkung die Potentialdifferenz zwischen E und F und demnach die elektrische Kraft an dieser Stelle der Röhre angab, verbunden. Durch Bewegung des Rahmenwerkes konnte EF an irgend eine Stelle der Entladungsbahn zwischen C und D gebracht werden und so die Verteilung der elektrischen Kraft zwischen den Elektroden ausgemessen werden. Eine andere Methode, welche verwandt wurde, bestand darin, die Elektroden C und D festzuhalten und E, F dadurch zu bewegen, daß man sie an schwimmende Träger auf einer Quecksilbersäule befestigte, deren Höhe verändert werden konnte.

Bei Methoden, wie die gerade beschriebene, hängt der Erfolg davon ab, daß die sekundären Elektroden das Potential des Gases, mit dem sie in Kontakt sind, annehmen; damit sie dies schnell tun, muß ein reichlicher Überschuß von positiven und negativen Ionen im Gase vorhanden sein. Diese geben ihre Ladung an den Draht ab, und erhöhen oder erniedrigen seine Ladung auf das Potential des umgebenden Gases. Die Resultate, die erhalten wurden, scheinen die Annahme, daß bei mäßigem Druck die sekundären Elektroden in den meisten Teilen der Entladungsbahn das Potential des Gases annehmen, zu rechtfertigen, aber die Methode ist dann gefährlich, wenn der

Druck sehr niedrig ist, oder wenn der Draht in den Crookesschen Raum, wo die Leitfähigkeit sehr niedrig ist, hineingebracht wird.

Bedenklichkeit der Sondenmessung.

Um etwa einen extremen Fall anzunehmen, möge eine sekundäre Elektrode in eine Verengung, in der Ströme von negativen Ionen, aber nicht von positiven vorhanden sind, hineingebracht werden, dann wird der Draht zunächst negative Elektrizität aufnehmen, bis er so hoch geladen wird, daß er imstande ist, auf die negativen Ionen derart abstoßend zu wirken, daß sie nun nicht mehr gegen ihn anprallen; wenn dieses Stadium erreicht ist, kann das Potential des Drahtes niedriger sein, als das Potential gewesen ist, das vor Einführung des Drahtes an irgend einer Stelle der Verengung der Röhre geherrscht hat.

227. Ich habe für die Entladungen bei niederen Drucken eine Methode, bei der die Ablenkung der Kathodenstrahlen als Maß der Stärke des elektrischen Feldes benutzt wird, angegeben. Der Apparat, der für diese Methode Verwendung fand, ist in Fig. 127 dargestellt.

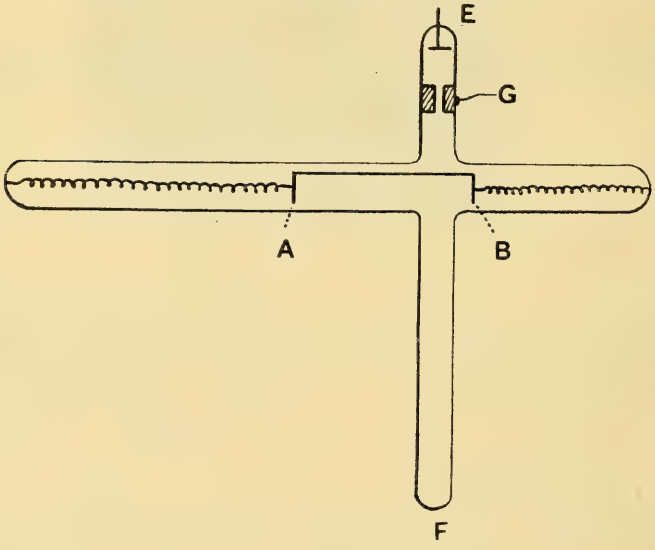


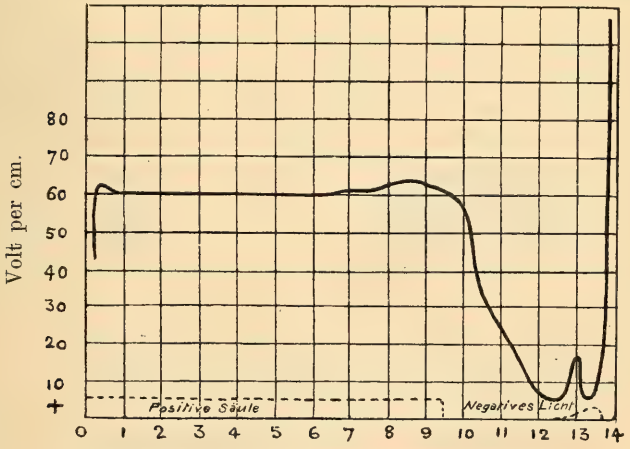
Fig. 127.

A und B sind die Elektroden, die in einer konstanten Entfernung gehalten und an Federn befestigt wurden, mit deren Hilfe sie längs der Röhre bewegt werden konnten. E und F sind Seitenröhren, die in eine Linie gebracht sind; bei E werden die Kathodenstrahlen mittels einer Wimshurst-Maschine erzeugt, ein feines Bündel dieser Strahlen geht durch eine enge Öffnung G und kreuzt die elektrische Entladung, die zwischen A und B hindurchgeht, dann geht sie weiter

längs der Röhre F, wo sie einen glänzenden Fleck auf einen phosphoreszierenden Schirm, der am Ende der Röhre angebracht wird, erzeugt. Wenn die Kathodenstrahlen längs der Linien der Entladung durch die elektrische Kraft abgelenkt werden, so wird der Fleck auf dem Schirm aus der Lage, die er, ohne daß Entladung stattfindet, innehat, abgelenkt; durch Messung dieser Ablenkung können wir die elektrische Kraft an der Stelle der Entladung, die von den Strahlen durchsetzt wird, messen und durch Bewegung der Elektroden A und B längs der Röhre das elektrische Feld an allen Teilen der Entladungsbahn ermitteln. Mr. Strachan hat im Cavendish Laboratorium auf diese Weise die Verteilung der elektrischen Kraft in Gasen von niederem Druck ermittelt.

Verteilung des Gefälles

228. Die Verteilung des elektrischen Gefälles in einem Entladungsrohr unter verschiedenen Bedingungen, etwa des Druckes und Stromes, wird in den folgenden Figuren wiedergegeben, in denen die Ordinaten die Werte der elektrischen Kraft an einem Punkte des Rohres angeben, dessen Stelle durch die Abszisse gekennzeichnet ist. Aus diesen Kurven entnehmen wir, daß das elektrische Gefälle in der Tat im Crookesschen Dunkelraume sehr groß ist, dann schnell zum

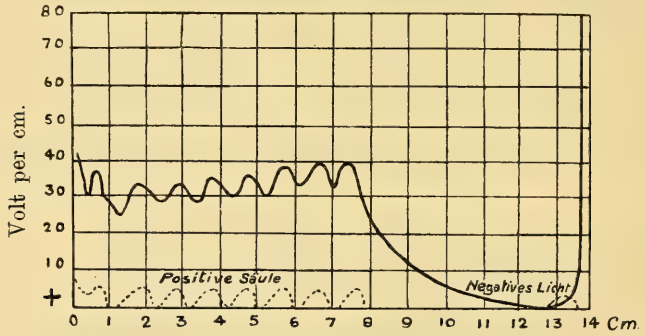


Stickstoff. Druck 1,06 mm. Strom 0,676 m. a.

Fig. 128.

negativen Glimmlicht hin abnimmt und im negativen Glimmlicht selbst sehr gering wird; es erreicht ein Minimum entweder im Glimmlicht selbst oder in dem Teile des Faradayschen Dunkelraumes, der gerade außerhalb des negativen Glimmlichtes liegt, hierauf wächst der Potentialfall wieder längs der positiven Säule; im Falle gleich-

mäßigen Leuchtens der positiven Säule (Fig. 128) ist das elektrische Gefälle längs der Säule konstant, bis wir ganz dicht an die positive Elektrode heranrücken; dicht an der Anode tritt ein plötzlicher Sprung des Potentials, der „Anodenfall“ genannt, auf; bei den Wilsonschen Experimenten ging diesem Fall verschiedentlich eine auf einen



Wasserstoff. Druck 2,25 mm. Strom 0,586 m. a.

Fig. 129.

außerordentlich niedrigen Wert sinkende elektrische Kraft vorher; in einigen Fällen kehrte in der Tat scheinbar dieselbe ihr Vorzeichen um; es ist jedoch nicht sicher, daß diese scheinbare Umkehr nicht doch Störungen durch die Einführung der Drähte u. dergl., die zur Messung des Potentials benutzt wurden, zuzuschreiben sind. Wenn die positive

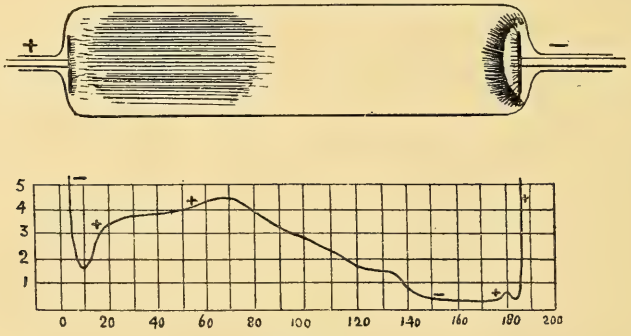


Fig. 130.

Säule geschichtet ist, so ist, wie wir aus Fig. 129 ersehen, der Wechsel des Leuchtens der positiven Säule von Wechseln des Wertes der elektrischen Kraft begleitet, indem Maxima der elektrischen Kraft an den leuchtenden Stellen der Streifen auftreten, Minima an den dunklen.

Graham zeigte, daß, bei unreinem Gase, beträchtliche Änderungen der elektrischen Kraft, selbst in der leuchtenden positiven Säule, vorhanden waren; dies ist in Fig. 130 und 131 dargestellt, welche die Verteilung der elektrischen Kraft in einem unreinen und einem sorgfältig gereinigten Gase darstellen.

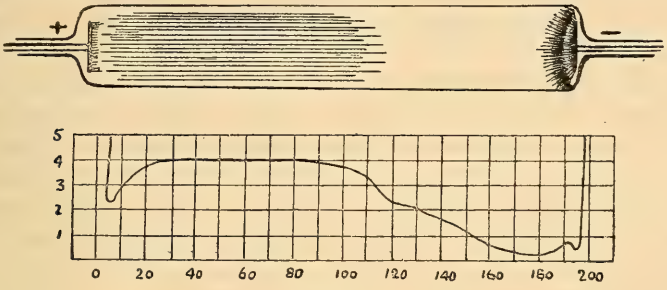


Fig. 131.

Wenn keine positive Säule da ist, so ist auch kein Bereich konstanten Gefälles zwischen Anode und negativem Glimmlicht vorhanden.

Die Poissonsche Gleichung.

Wenn X die elektrische Kraft, die parallel zu x wirkt, ist und ϱ die Dichte der Elektrisierung, so sehen wir aus der Gleichung

$$\frac{dX}{dx} = 4\pi\varrho,$$

daß der Verlauf der Kurven für x uns in den Stand setzt, den Überschuß der positiven über die negative Ionenzahl an jedem Punkte der Entladung festzustellen; eine Inspizierung der Kurven zeigt, daß ein sehr beträchtlicher Überschuß positiver über die negative Elektrizität im Crookesschen Dunkelraume stattfindet; im negativen Glimmlicht sind positive und negative Ionen etwa gleich an Zahl; im Faradayschen Dunkelraume ist ein Überschuß negativer Ionen vorhanden; in der gleichförmigen positiven Säule sind die beiden Arten Ionen etwa gleich an Zahl, während in der geschichteten positiven Säule eine negative Ladung an der Kathodenseite des glänzenden Teiles der Schichtung und eine positive Ladung auf der Anodenseite vorhanden ist.

Der Kathodenfall.

229. Das elektrische Feld in der Nachbarschaft der Kathode ist der Gegenstand vieler Untersuchungen gewesen. Hittorf[1]) zeigte, daß die Potentialdifferenz zwischen der Kathode und einem Punkte des negativen Glimmlichtes unabhängig vom Strom ist, solange dieser nicht groß genug ist, das negative Glimmlicht zu veranlassen, die ganze Kathode zu bedecken. Wenn dieses Stadium aber erreicht ist, so wächst das Potential zwischen Kathode und Glimmlicht mit dem Strom. Wenn demnach die Kathode ein Draht ist, so wird, so-

1) Hittorf, Wied. Ann. 20, p. 705, 1883.

lange der Strom klein ist, das negative Glimmlicht nur die Spitze des Drahtes umgeben; wenn der Strom wächst, so umschließt das negative Glimmlicht mehr und mehr den Draht, aber erst wenn das Glimmlicht das Ende der Kathode erreicht, fängt das Potential zwischen Kathode und Glimmlicht an, vom Strom beeinflußt zu werden. Diese Potentialdifferenz wird mit „Kathodenfall" bezeichnet. Warburg[1]) zeigte, daß sie unabhängig vom Druck des Gases ist, und daß der Potentialfall praktisch der gleiche ist, ob Platin-, Zink-, Kupfer-, Silber- oder Eisenelektroden verwandt wurden; er ist jedoch beträchtlich kleiner, wenn die Elektroden aus Aluminium oder Magnesium gemacht waren. Mey[2]) hat kürzlich gezeigt, daß der Kathodenfall des Potentials mehr, als man gedacht hatte, von der Natur der Kathode abhängt, und daß er auf verhältnismäßig niedrige Werte für die stark elektropositiven Alkalimetalle sinkt (siehe auch Lyman, Proc. Camb. Phil. Soc. XII, p. 45, 1902). An frischen Kathoden aus Zink, Kupfer und Eisen in Wasserstoff fand Warburg[3]) den Kathodenfall kleiner, als wenn durch den Gebrauch und die damit verbundene Kathodenzerstäubung eine rein metallische Oberfläche hergestellt war (Kupfer frisch 280, gebraucht 300—330 Volt). Der kleinere Anfangswert rührt von einer Oxydschicht her, da er an einer angelaufenen Stahlkathode sich hielt, solange die Oxydschicht vorhanden war. Hittorf[4]) entdeckte, daß der Kathodenfall außerordentlich klein wurde, wenn die Kathode auf Rotglut gebracht wurde. Goldstein[5]) und Warburg (loc. cit.) fanden, daß die Verringerung des Kathodenfalles viel schwächer wurde, wenn die Erhitzung während längerer Zeit fortgesetzt wurde. Es ist in diesem Zusammenhang bemerkenswert, daß die Emission negativer Elektrizität von einem glühenden Drahte oft sehr beträchtlich nach andauerndem Erhitzen abfällt. Warburg fand, daß eine Spur Verunreinigung im Gase überraschend große Wirkungen auf den Kathodenfall des Potentials ausübte. So zeigte er, daß der Kathodenfall in Stickstoff, welcher Spuren von Feuchtigkeit und von Sauerstoff enthält, bei einer Platinkathode 260 Volt betrug, während der gleiche Stickstoff, nachdem er sehr sorgfältig getrocknet war, einen Kathodenfall von 343 Volt ergab; ferner verringert eine außerordentlich geringe Spur von Feuchtigkeit den Kathodenfall um 25%. Solange die Totalmenge des Wasserdampfes klein ist, scheint die Erniedrigung des Kathodenfalles weitgehend unabhängig von der vorhandenen Menge Wasserdampf zu sein; wenn jedoch viel Wasserdampf vorhanden ist, ist der Potentialfall größer

1) Warburg, Wied. Ann. 31, p. 545, 1887; 40, p. 1, 1890.
2) Mey, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. V, p. 72, 1903.
3) E. Warburg, Wied. Ann. 31, 580, 1887.
4) Hittorf, Wied. Ann. 21, p. 133, 1884.
5) Goldstein, Wied. Ann. 24, p. 91, 1885.

als in reinem Stickstoff; so war bei einer Mischung von Wasserdampf und Stickstoff, bei der der Druck des Wasserdampfes 2,3 mm, der des Stickstoffes 3,9 mm war, der Kathodenfall 396 Volt gegen 343 Volt in Stickstoff mit einer Spur Sauerstoff; der Anstieg des Kathodenfalles war jedoch auch nicht nahezu so groß wie der der Potentialdifferenz längs der positiven Säule. In Wasserstoff fand Warburg, daß eine Spur Wasserdampf den Kathodenfall erhöhte.

Warburg[1]) untersuchte auch den Einfluß, den ein Entfernen geringster Spuren Sauerstoffs aus dem Gase hatte. Dies geschah durch Anbringung einer dünnen Schicht Natrium an der inneren Seite der Röhre; diese Natriumschicht wurde dadurch erzeugt, daß die Röhre in Natriumamalgam gebracht, alsdann das Glas erhitzt und ein Strom vom Amalgam durch das heiße Glas zur inneren Elektrode geschickt wurde; auf diese Weise zog das Natrium die geringsten Spuren Sauerstoffs, der innerhalb der Röhre war, an sich: diese Entfernung des Sauerstoffes hatte nun einen sehr großen Einfluß auf den Potentialfall; so wurde im Stickstoff bei Platinelektroden der Kathodenfall durch Entfernung von Spuren Sauerstoff von 343 auf 232 Volt reduziert, während bei Magnesiumelektroden der Kathodenfall, wenn kein Sauerstoff da war, 207 Volt betrug. In Wasserstoff, der frei von Sauerstoff war, war der Kathodenfall 300 Volt bei Platinelektroden, und 168 Volt bei Magnesiumelektroden; es ist demnach bei Platinelektroden der Kathodenfall in Wasserstoff größer als in Stickstoff, während er bei Magnesiumelektroden geringer ist.

Die folgende Tabelle enthält die Messungsresultate des Kathodenfalles in verschiedenen Gasen nach Warburg (loc. cit.), Capstick[2]) und Strutt[3]); sie enthält auch die Messungen von Strutt über die geringste Potentialdifferenz, die imstande ist, eine Bogenentladung in verschiedenen Gasen zu erzeugen.

Gas	Kathodenfall in Volt. Platinelektroden.			Kathodenfall mit Aluminium-Elektroden	Minimum-Potentialdifferenz.
	Warburg	Capstick	Strutt	Warburg	Strutt
Luft	340—350	—	—	—	341
H_2	über 300	298	—	168	302—308
O_2	—	369	—	—	—
N_2	230 wenn frei von O	232	—	207	251
Hg Dampf ...	340	—	—	—	—
Helium	—	—	226	—	261—326
H_2O	—	469	—	—	—
NH_3	—	582	—	—	—

1) Warburg, Wied. Ann. 40, p. 1, 1890.
2) Capstick, Proc. Roy. Soc. 63, p. 356, 1898.
3) Strutt, Phil. Trans. 193, p. 377, 1900.

Kathodenfall und Minimumpotential.

Offenbar geht aus den Resultaten sehr deutlich hervor, daß vieles für die Anschauung spricht, daß die Minimum-Potentialdifferenz, die erforderlich ist, eine Bogenentladung durch ein Gas zu erzeugen, gleich dem Kathodenfalle des Potentials im Gase ist.

Der Einfluß des Materials der Kathode wird aus den Resultaten von Mey, die in der folgenden Tabelle wiedergegeben sind, ersichtlich.

Kathodenfall.

Gas	Elektrode										
	Pt	Hg	Ag	Cu	Fe	Zn	Al	Mg	Na	NaK	K
O_2	369	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
H_2	300	—	295	280	230	213	190	168	185	169	172
N_2	232	226	—	—	—	—	—	207	178	125	170
He	226	—	—	—	—	—	—	—	80	78,5	69
Arg	167	—	—	—	—	—	100	—	—	—	—

Capstick fand, daß, wenn in trockenen Gasen eine Spur Sauerstoff vorhanden ist, der Kathodenfall nahezu der gleiche wie in reinem Wasserstoff ist. Dies geht auch aus den Resultaten Warburgs, über die bereits berichtet wurde, über den Einfluß, der von einer Spur Sauerstoff bei Gegenwart von Stickstoff erzeugt wurde, hervor. Nach Warburgs Experimenten hat es den Anschein, daß durch vorhandenen Wasserdampf dieser Einfluß des Sauerstoffes weitgehend neutralisiert wird. Wir haben schon (S. 422) auf Warburgs Experimente über die beträchtliche Verringerung des negativen Elektrizitätsverlustes einer Spitze in Stickstoff hingewiesen, wenn im Stickstoff eine Spur Sauerstoff vorhanden ist; es scheint wahrscheinlich, daß dieser Einfluß im Zusammenhang mit dem steht, den eine Spur Sauerstoff auf den Kathodenfall ausübt. Letzterer Einfluß kann schwerlich einer Oxydation der Elektrode zugeschrieben werden, denn Warburg fand im Wasserstoff den Kathodenfall an schwach oxydierten Oberflächen kleiner als an blanken.

Kathodenfall in komplizierten Gasen.

230. Für die komplizierteren Gase H_2O und NH_3, die allein bisher untersucht wurden, scheint der Kathodenfall einem additiven Gesetze zu folgen, denn der Kathodenfall in H_2O ist gleich dem Kathodenfall in $H_2 + \frac{1}{2}$ des Kathodenfalles in O_2, während der Kathodenfall in $NH_3 = \frac{1}{2}$ (Kathodenfall in $N_2 + \frac{3}{2}$ Kathodenfall in H_2) ist; es würde sehr interessant sein zu sehen, ob der Zusammenhang zwischen dem Kathodenfall eines Gases und der chemischen Zusammensetzung der nach diesen zwei Resultaten sich vermuten läßt, durch weitere Beobachtungen über den Kathodenfall in anderen zusammengesetzten Gasen sich bestätigt. Carr kam zu dem Schluß, daß das Minimum-

Funkenpotential ebenfalls dem additiven Gesetz folgt. Die experimentellen Schwierigkeiten sind jedoch sehr groß, da es außerordentlich schwierig ist, eine kontinuierliche Entladung durch ein zusammengesetztes Gas zu erhalten. Wenn ein Stromkreis, der ein Telephon enthält, in Serie mit dem Entladungsrohr geschaltet wird, so fand Capstick, daß es beinahe unmöglich ist, das Telephon zum Schweigen zu bringen, wenn ein zusammengesetztes Gas im Rohre ist, während es keine Schwierigkeiten macht, wenn es ein Elementargas ist. Das Summen des Telephons deutet an, daß die Entladung intermittierend ist, und sobald dies der Fall ist, kann man den Kathodenfall nicht messen.

231. H. A. Wilson[1]) hat die Stromdichte an einem zylindrischen Kathodendraht gemessen, wenn das negative Glimmlicht nicht die ganze negative Elektrode bedeckte. Unter diesen Umständen nimmt das negative Glimmlicht das Aussehen, wie es in Fig. 132 dargestellt

Inkonstanter Kathodenfall.

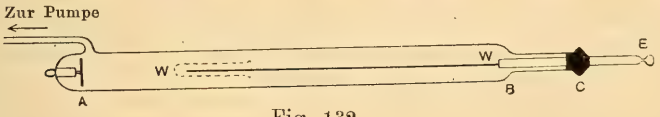


Fig. 132.

ist, an, es gleicht einem Probierrohr, welches deutlich markierte Ränder an dem Ende, das am weitesten von der Anode weg ist, hat. Wehnelt[2]) zeigte, daß die Entladung der Kathode auf den Teil, der vom Glimmlicht bedeckt ist, beschränkt ist, und daß die Stromdichte über diesen Bereich hin konstant ist; hieraus geht hervor, daß die Stromdichte an der Kathode unabhängig vom Gesamtstrome, der durch das Rohr geht, ist, vorausgesetzt, daß dieser nicht so groß ist, um zu bewirken, daß das Glimmlicht die ganze Kathode umgibt. Wilson stellte eine Reihe Experimente in Luft von verschiedenem Druck zwischen 6,7 mm und 0,023 mm an und fand, daß, wenn C der Totalstrom ist, der durch die Röhre in Milliampères hindurchgeht, wenn l die Länge des Drahtes, der durch das Glimmlicht bedeckt ist, d der Durchmesser des Drahtes in Zentimeter, p der Druck des Gases in Millimeter Quecksilber ist, daß dann näherungsweise $C\,l\pi\,(d + 0{,}05)\,p$ konstant und gleich 0,4 mm ist; dieses Resultat deutet an, daß die Stromdichte an einem Punkte, der 0,25 mm von der Oberfläche der Kathode entfernt ist, so lange konstant ist, wie der Druck konstant ist, wie auch immer der Durchmesser des Drahtes ist, und daß sie ferner proportional mit dem Druck ist, wenn der Druck verändert

1) H. A. Wilson, Phil. Mag. 6, 4, p. 608, 1902.
2) Wehnelt, Drudes Ann. 7, p. 237, 1902.

wird. Es ist bemerkenswert, daß die Stromdichte für Aluminium- und für Platinelektroden dieselbe ist, obwohl der Kathodenfall verschieden ist. Ein Vergleich der Zahlen Wilsons zeigt, daß, obwohl C/p nahezu konstant ist, eine Neigung vorhanden ist für einen leisen Abfall zu einem Minimum und zu einem sachten Anstieg.

Verteilung der elektrischen Kraft.

232. Die erste Bestimmung der elektrischen Kraft im dunklen Raume wurde von Schuster[1]) gemacht, der zeigte, daß, wenn V die Potentialdifferenz zwischen der Kathode und einem Punkte im dunklen Raume oder negativen Glimmlicht in einer Entfernung x von der Kathode ist, daß alsdann die Beziehung

$$V = V_0(1 + \varepsilon^{-k \cdot x})$$

gilt, wo V_0 der Kathodenfall und k eine Konstante (für konstanten Druck) ist, sehr nahe die Resultate des Experimentes darstellt. Diese Verteilung des Potentials würde, da ja $\frac{d^2V}{dx^2} = -4\pi\varrho$ ist, wo ϱ die Dichte der freien Elektrizität ist, im dunklen Raume die Existenz einer positiven elektrischen Ladung, deren Dichte in geometrischer Progression abnimmt, wenn die Entfernung von der Kathode in arithmetischer Progression wächst, bedingen.

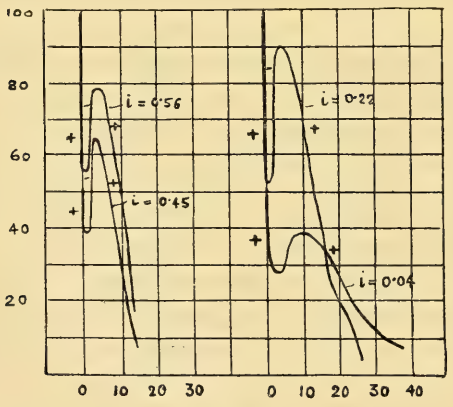


Fig. 133.

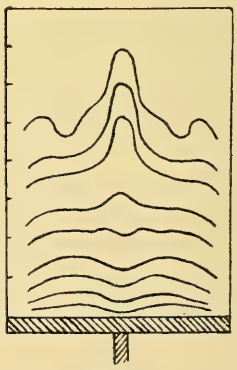


Fig. 134.

Graham[2]), der ebenfalls die Verteilung der elektrischen Kraft im dunklen Raume in der Nähe der Kathode im Stickstoff gemessen hat, erhielt für die Potentialverteilung Resultate, die in Fig. 133 wiedergegeben sind. Aus diesen Kurven würde folgen, daß, obwohl im größeren Teile des Dunkelraumes die elektrische Ladung positiv ist, eine Schicht negativer Elektrizität gerade gegenüber der Kathode

1) Schuster, Proc. Roy. Soc. 47, p. 526, 1890.
2) Graham, Wied. Ann. 64, p. 49, 1898.

vorhanden ist. Wehnelt hat Grahams Experimente wiederholt, ohne die Knicke der Kurve in der Nähe der Kathode zu finden; er schreibt sie den zwei hineinragenden Drähten, die nicht in dem Strominneren waren, zu. Wehnelt gibt die Figur 134 als Darstellung der Querpotentialflächen in der Nähe der Kathode; sie sind wahrscheinlich etwas durch die Wände des Rohres beeinflußt. Both, Schuster und Graham fanden, daß die elektrische Kraft sehr schnell in der Nähe der Kathode anwuchs, sie war jedoch auch noch sehr merklich innerhalb des dunklen Raumes. Skinner[1]) kam in einigen neueren Experimenten zu dem Schluß, daß der ganze Kathodenfall ganz dicht an der Kathode stattfindet, und daß die elektrische Kraft in dem übrigen Teile des dunklen Raumes außerordentlich klein ist. Ich denke, das letztere Resultat ist dem eingeführten Drahte zuzuschreiben, der das Potential des Gases um ihn herum vollständig aufgenommen hat; denn Strachan, der die Methode, die auf S. 454 beschrieben ist, benutzte, fand in Übereinstimmung mit Schuster und Graham, daß, obwohl die Kraft beträchtlich in der Nähe der Kathode anwächst, sie trotzdem ganz merklich im übrigen Teile des dunklen Raumes ist.

233. Der Kathodenfall hört auf konstant zu sein, wenn das negative Glimmlicht die ganze Elektrode bedeckt, oder wenn es bis zu den Wänden des Rohres reicht; sein Wert ist unter diesen Umständen immer größer als im normalen Fall und kann zu sehr hohen Werten ansteigen. Stark[2]) hat die folgende Formel angegeben, welche den Kathodenfall K mit der Intensität des Stromes in Zusammenhang bringt, solange dieser groß genug ist, um die ganze Kathode mit negativem Licht zu bedecken.

$$K = K_n + \frac{k}{p \cdot f^{\frac{1}{2}}} (C - xp \cdot f)^{\frac{1}{2}};$$

hier bedeutet K_n den normalen Kathodenfall, p den Gasdruck, f den Querschnitt der Kathode, C den Strom im Rohr und k und x Konstanten.

233a.[3]) Warburg[4]) hat die elektrostatische Anziehung, welche eine ebene Kathode gegen das Gas hin erfährt, mit der Wage gemessen und der Stromstärke proportional gefunden. Diese Anziehung ergab sich bei 1 mm Druck an Platinkathoden pro Ampère

für trockenen Stickstoff	schwach feuchten Stickstoff	Wasserstoff
gleich 1,95	0,6	0,3 Grammgew.

1) Skinner, Phil. Mag. 6, 2, p. 616, 1902.
2) Stark, Phys. Zeitschr. 3, p. 274, 1902.
3) Autoreferat von E. Warburg.
4) E. Warburg, Wied. Ann. 45, 1, 1892.

Die an der Kathode wirkende elektrische Kraft kann aus dieser Anziehung berechnet werden; sie nimmt für normalen Kathodenfall mit abnehmendem Druck ab und ergab sich an Platinkathoden für Wasserstoff kleiner als für Stickstoff.

Viel kleiner ist die elektrische Kraft an der Anode; aus den Werten der elektrischen Kraft an Kathode und Anode ergibt sich auch die immer positive algebraische Summe der im Gase vorhandenen freien Elektrizität, welche eine Steigerung des hydrostatischen Drucks hervorbringt und dadurch unter gewöhnlichen Umständen Wirbelströme erzeugt, die zwischen den Elektroden von der Anode nach der Kathode hin fließen und die mehrfach beobachtete Fortführung von Materie im Sinne des positiven Stromes erklären können.

Dicke des Dunkelraumes.

234. Wenn der Druck abnimmt, wird der dunkle Raum breiter und breiter: der Zusammenhang zwischen Gasdruck und der Breite des dunklen Raumes wurde von Puluz[1]), Crookes[2]) und neuerdings von Ebert untersucht. Nach Ebert[3]) ist die Ausdehnung des dunklen Raumes im allgemeinen nicht umgekehrt proportional mit dem Gasdruck, also nicht direkt proportional der mittleren freien Weglänge der Moleküle des Gases. Das Gesetz, das von Ebert gefunden wurde, wenn die Kathode so entfernt von den Wänden des Rohres war, daß die letztere keine Verengung auf die Ausbreitung des negativen Lichtes ausübt, kann folgendermaßen ausgedrückt werden:

Es sei d_1, d_2 die Dicke des dunklen Raumes in demselben Gase beim Drucke p_1, p_2, dann ist

$$\frac{d_1}{d_2} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^m,$$

wo m eine positive Größe bedeutet, die im allgemeinen kleiner als Eins ist; er fand, daß für die Gase, die er untersuchte, und zwar für Luft, O_2, H_2, N_2, CO und CO_2 eine Diskontinuität im Zusammenhang zwischen d und p stattfand, wenn ein bestimmter Druck Π, der für verschiedene Gase verschieden war, erreicht wurde, und daß der Wert von m für Drucke, die größer als Π waren, sich von dem Werte für niedere Drucke unterschied; so ergab sich z. B. bei Sauerstoff, daß für Drucke, die größer als 0,7 mm Qnecksilber waren, m den Wert 0,459 hatte, während Ebert für niedere Drucke m gleich 0,738 fand. Es ist bemerkenswert, daß der Druck 0,7 mm der Druck ist, bei dem Bohr[4]), Baly und Ramsay[5]) eine Diskontinuität in dem Zusammenhang zwischen Druck und Volumen des Gases fanden.

1) Puluz, Wien. Sitzber. 81, p. 874, 1880.
2) Crookes, Phil. Trans. 170, p. 138, 1879.
3) Ebert, Wied. Ann. 69, pp. 200. 372, 1899.
4) Bohr, Wied. Ann. 27, p. 459, 1886.
5) Baly u. Ramsay, Phil. Mag. V, 38, p. 307, 1894.

Battelli[1]) hat auch dieses Resultat erhalten. Lord Rayleigh[2]), welcher eine sehr sorgfältige Prüfung der Beziehung zwischen Druck und Volumen des Sauerstoffs anstellte, war nicht imstande, eine solche Diskontinuität zu finden. Newall[3]) machte die Entdeckung, daß die elektrodenlose Entladung durch Sauerstoff sehr verschieden sich verhielt, je nachdem der Druck größer oder geringer als ein bestimmter kritischer Druck, der etwa 0,7 mm betrug, war. Ebert[4]) gibt die folgenden Werte an für den Druck Π, bei dem die Änderung in dem Gesetze, das p und d in Zusammenhang bringt, auftritt; die Werte für d sind die Dicken des dunklen Raumes beim Drucke von 1 mm.

Gas	Π	d
H_2	2,0 mm	3,8
CO	1,3 „	2,6
N_2	1,0 „	2,2
CO_2	1,1 „	2,1
Luft	0,9 „	1,9
O_2	0,7 „	1,6

Ebert stellte fest, daß Π angenähert proportional dem reziprokem Werte der linearen Ausdehnung der Kathode ist; trifft dies zu, so scheint kein Grund dafür vorhanden zu sein, daß ein Zusammenhang von Π mit dem Stadium, bei dem eine Änderung in der Gleichung zwischen Druck und Volumen des Gases eintritt, existiert.

235. Die folgenden Resultate sind Eberts Abhandlungen entnommen und werden einen Begriff von der Dicke der dunklen Räume d bei verschiedenen Drucken p in verschiedenen Gasen geben.

Luft

p in mm Hg	2,06	1,24	0,61	0,47	0,27	0,19
d in mm	1,2	1,8	2,4	3,1	4,6	7,0

Sauerstoff

p	1,18	0,73	0,45	0,29	0,183	0,129	0,083	0,051
d	1,64	2,09	2,93	4,16	5,48	7,69	10,43	14,3

Wasserstoff

p	3,05	2,04	1,37	0,95	0,72	0,54	0,40
d	1,5	2,0	2,8	4,0	5,0	5,6	7,0

Stickstoff

p	2,85	1,91	1,25	0,82	0,54	0,35	0,26
d	1,0	1,5	2,0	2,7	4,0	6,5	8,0

1) Battelli, Physikalische Zeitschr. 3, p. 17, 1901.
2) Rayleigh, Phil. Trans. A. 196, p. 205, 1901.
3) Newall, Proc. Camb. Phil. Soc. 9, p. 295, 1897.
4) Ebert, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. II, p. 99, 1900.

Die Resultate für Wasserstoff und Stickstoff sind in Fig. 135 eingetragen, wo die Ordinaten die Dicke des dunklen Raumes und die Abszissen die reziproken Drucke darstellen. Es ist ersichtlich, daß die Punkte, welche die Experimente wiedergeben, bei höheren Drucken sehr wohl sich einer geraden Linie anlegen, während sie es bei niederen Drucken nicht tun. Die Drucke werden, wenn die Krümmung merklich wird, nahe gleich den Drucken, die von Ebert als kritischer Druck bezeichnet werden. Er fand, daß bei abnehmendem Druck die Potentialdifferenz zwischen den Polen zuerst abnahm, bis der kritische Druck erreicht war; wenn der Druck noch weiter reduziert wurde, so wuchs die Potentialdifferenz mit abnehmendem Druck. Der kritische Druck wurde abhängig von der Größe des Gefäßes gefunden, und je größer das Gefäß war, um so niedriger war der kritische Druck. Der kritische Druck bezeichnet demnach das Stadium, wo die Wände des Gefäßes auf die Ausbildung des Glimmlichtes

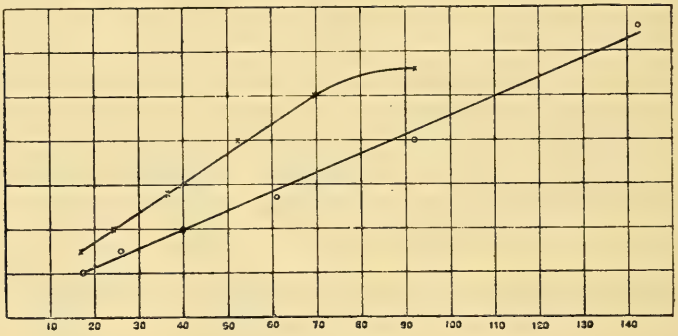


Fig. 135.

Einfluß haben und das Phänomen komplizieren. Beim Studium der Gesetze, welche die Ausbildung des dunklen Raumes leiten, ist es besser, uns auf höhere Drucke, wo die Wände des Rohres also keinen Einfluß ausüben, zu beschränken. Wenn wir unser Augenmerk auf solche Drucke richten, so möchte ich die Experimente Eberts etwas anders, als es von Ebert selbst geschehen, interpretieren. Ich denke sie zeigen, daß d die Dicke des dunklen Raumes in der Form

$$d = a + \frac{b}{p}$$

Dunkler Raum und freie Weglänge.

sich ausdrücken läßt, wo p der Druck und a und b Konstante sind. Wenn λ die mittlere freie Weglänge eines Moleküles des Gases ist, so ist λ proportional mit $1/p$, und die vorige Gleichung läßt sich in der Form

$$d = a + \beta \cdot \lambda \qquad (1)$$

schreiben, oder in Worten: der dunkle Raum, der von der Ent-

fernung a aus, jenseits der Kathode, gemessen wird, ist proportional der mittleren freien Weglänge eines Moleküls des Gases. Wenn wir eine Kurve auftragen, in welcher die Ordinaten die Dicke der dunklen Räume und die Abszissen die mittlere freie Weglänge eines Moleküls des Gases darstellen, so ist, wenn wir λ für Stickstoff bei Atmosphärendruck gleich $9{,}86 \cdot 10^{-6}$ cm, und für Wasserstoff gleich $1{,}85 \cdot 10^{-5}$ cm setzen (siehe Meyer, Kinetische Theorie der Gase), ersichtlich, daß die Kurven für Wasserstoff und Stickstoff nahezu identisch sind; dies deutet an, daß in Gleichung (1) die Konstanten a und β für beide Gase die gleichen sind, daß also, wenn wir anstatt den dunklen Raum von der Kathode selbst zu messen, ihn von einer konstanten Entfernung von der Kathode aus messen würden, die Dicke des dunklen Raumes in ihrer Beziehung zur mittleren freien Weglänge der Moleküle des Gases eine Größe ist, die für alle Gases die gleiche ist. Die Entladung verhält sich in der Tat so, als wenn die negativen Träger aus einer Region in geringer Entfernung von der Kathode und nicht von der Kathode selbst kämen. H. A. Wilsons Experimente über die Stromdichte an der Oberfläche der Kathode führen zum gleichen Resultat; der Wert von a, der Konstante in Gleichung (1), wie sie durch die Kurven der Fig. 135 gegeben ist, ist etwa 0,4 mm. Die Dicke der Schicht an der Oberfläche, in der Wilson die Dichte des Stromes konstant fand, ist in Luft 0,25 mm; diese beiden Größen sind von der gleichen Ordnung; wir können für die Werte von a, wie sie durch die Kurven der Fig. 135 erhalten wurden, keine große Genauigkeit erwarten, da ein geringer Fehler in den Beobachtungen einen großen prozentischen Irrtum in a erzeugen würde; aus diesem Grunde glaube ich, ist es möglich, daß die Identität der Werte von a, die für Wasserstoff und Stickstoff gefunden wurden, zum Teil auf Zufall beruht und daß weitere Experimente notwendig sind, bevor man behaupten kann, daß a sich für alle Fälle gleich ergeben hat. Es würde interessant sein zu sehen, ob die Dicke der schleierartigen leuchtenden Schicht, welche die Oberfläche der Kathode bedeckt, gleich a ist.

Ausgang der negativen Ionen.

Zusammenhang zwischen Dicke des dunklen Raumes und der freien Weglänge der Elektronen.

236. Die mittlere freie Weglänge eines Wasserstoffmoleküls bei 0° C und 760 mm Druck ist $1{,}85 \cdot 10^{-5}$ cm (Meyer, Kinetische Theorie der Gase). Die mittlere freie Weglänge eines Elektrons wird größer als dieser Wert sein, einmal weil das Elektron kleiner als ein Molekül ist; denn wenn wir zum Zwecke bestimmter Vorstellungen die Anschauung annehmen, daß die Zusammenstöße zwischen zwei Molekülen und zwischen einem Elektron und einem Molekül analog

denen zwischen elastischen Kugeln sind, so können wir, wenn wir den Radius eines Elektrons gegen den eines Moleküles vernachlässigen, die Entfernung zwischen den Zentren eines Moleküles und eines Elektrons beim Zusammenstoß gleich der halben Entfernung zwischen den Zentren der beiden Moleküle beim Zusammenstoß setzen. Nun ist die freie Weglänge umgekehrt proportional dem Quadrat der Entfernung zwischen den Zentren, sobald die Kugeln zusammenstoßen; demnach wird die freie Weglänge des Elektrons viermal so groß sein, als die eines Moleküls. Weiter aber bewegt sich im elektrischen Felde das Elektron mit einer Geschwindigkeit, die sehr groß ist im Vergleich mit der mittleren Translationsgeschwindigkeit der Moleküle, so daß die letzteren als ruhend angenommen werden können. Maxwell[1]) hat gezeigt, daß die freie Weglänge eines Körpers, der sich durch einen Haufen Moleküle, die in Ruhe sind, bewegt, das $\sqrt{2}$ fache der freien Weglänge der Moleküle ist, wenn sich die Moleküle mit einer mittleren Geschwindigkeit gleich der des bewegenden Körpers bewegen; demnach ist die mittlere freie Weglänge eines Elektrons, das sich durch Wasserstoff bei 0° C und 760 mm Druck bewegt, $4\sqrt{2} \cdot 1{,}85 \cdot 10^{-5}$ cm; die freie Weglänge bei einem Druck von 1 mm wird demnach gleich $4\sqrt{2} \cdot 1{,}85 \cdot 760 \cdot 10^{-5}$ cm oder etwa den 0,8 Teil eines Millimeters betragen. Die Dicke des dunklen Raumes in Wasserstoff ist bei diesem Druck, von einer Entfernung von 0,4 mm, von der Kathode aus gerechnet, etwa 3,3 mm oder roh viermal so groß als die mittlere freie Weglänge des Elektrons, und wir haben gesehen, daß das Verhältnis zwischen Dicke des dunklen Raumes und der freien Weglänge wahrscheinlich das gleiche bei allen Drucken und in allen Gasen ist. Demnach ist die Dicke des dunklen Raumes eine Größe, die von der gleichen Größenordnung wie die freie Weglänge eines Elektrons ist, berechnet unter der sehr speziellen Hypothese, die oben angeführt wurde.

Schuster[2]) fand, daß die Dicke des dunklen Raumes in gewissem Grade von dem Strome, der durch das Gas hindurchgeht, abhängig war, indem dieselbe sichtlich bei wachsendem Strom wuchs. Wehnelt[3]) fand andererseits, daß der dunkle Raum sich zusammenzog, wenn der Strom anstieg; dies scheint anzudeuten, daß der dunkle Raum einen stationären Wert für einen partikulären Stromwert haben kann, und daß er wächst oder abnimmt, je nachdem der Strom diesseits oder jenseits dieses ausgezeichneten Wertes liegt.

Kathodenzerstäubung.

237. *Zerstäubung der Kathode.* Wenn die Entladung durch das Rohr geht, so schießen Metallteile normal von der Kathode fort

1) Maxwell, Collected Papers, vol. I, p. 386.
2) Schuster, Proc. Roy. Soc. 47, p. 556, 1890.
3) Wehnelt, Physik. Zeitschr. 2, p. 518, 1901.

und bilden eine dünne metallische Haut an den Wänden der Röhre oder an irgend einem in der Nachbarschaft der Kathode befindlichen Körper; in der Tat werden dünne metallische Filme für semi-transparente Spiegel jetzt häufig dadurch angefertigt, daß man ein Stück Glas in ein Vakuumrohr in die Nähe einer Kathode aus solchem Metall, von dem man einen Niederschlag haben will, bringt und dann Strom durch die Röhre hindurchgehen läßt. Die Menge des von der

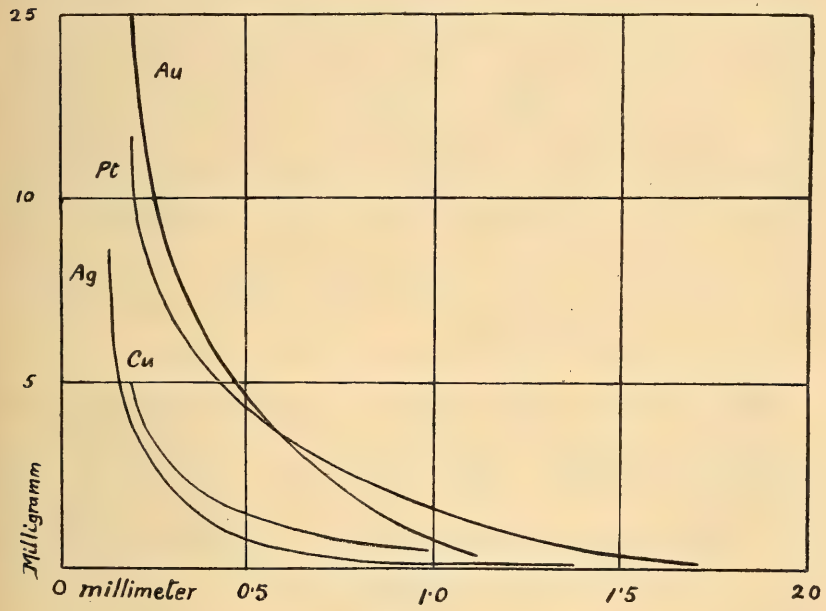


Fig. 136.

Kathode abgeschleuderten Metalles hängt vom Gasdruck im Rohre ab und ist viel größer bei niederen als bei hohen Drucken. Sie hängt auch von der Natur des Gases ab, so ist z. B. eine sehr geringe Zerstäubung bei Aluminiumelektroden vorhanden, die sich in Luft befinden, aber eine starke in den einatomigen Gasen, wie in Helium-, Argon- und Quecksilberdampf. Die Zerstäubung hängt weitgehend von der Natur des Metalles ab. Nach Crookes[1]) ist die Reihenfolge der Metalle nach abnehmender Zerstäubung Pd, Au, Ag, Pb, Sn, Pt, Cu, Cd, Ni, In, Fe. Granqvist[2]) fand, daß die Reihenfolge vom Druck des Gases abhängig ist. So fand er bei hohen Drucken, daß Pt mehr als Au und bei niederen Drucken, daß es weniger zerstäubte. Seine Resultate zeigen den Zusammenhang zwischen Zerstäubung und

1) Crookes, Proc. Roy. Soc. I, p. 88, 1891.
2) Granqvist, Oefversigt. Kgl. Vetensk. Akad. Forh. Stockholm 1898, p. 709.

Druck und sind durch die Kurven der Fig. 136, wo die Ordinaten den Verlust an Gewicht in Milligramm pro Stunde für Elektroden von 12 mm Länge, 4,8 mm Breite und 0,06 mm Dicke angeben, wenn ein Strom von 2,46 Milliampère durch die Röhre hindurchging, und die Drucke der Abszissen darstellen. Granqvist fand auch, daß der Gewichtsverlust in einer gegebenen Zeit proportional dem Quadrat des Stromes war, wenn der Druck konstant ist. Crookes fand, daß, wenn die Kathode aus einer Legierung von Gold und Aluminium, die von Roberts-Austen aufgefunden wurde, bestand, Gold niedergeschlagen wurde, während es Aluminium nicht wurde. Demnach wurde die Zusammensetzung der Kathode durch die Entladung geändert. Die Menge zerstäubten Metalles von dem Kathodendraht ist sehr viel größer als die vom gleichen Drahte, wenn dieser glüht; so fand Granqvist[1]), daß er ebensoviel von einer Kathode in wenigen Minuten erhielt als er von demselben Drahte in glühendem Zustand und ohne Ladung, oder im Fall der Draht Anode war, in zwölf Stunden erhalten hatte. Die metallischen Ströme von der Kathode werden durch den Magnet abgelenkt, wenn auch keineswegs im gleichen Grade wie die Kathodenstrahlen.

Ursache der Kathodenzerstäubung.

238. Der Grund der Zerstäubung der Kathode ist nicht vollständig aufgeklärt; es ist möglich, daß er der gleichen Ursache wie die Zerstäubung glühender Drähte zuzuschreiben ist, indem eine sehr dünne Schicht der Kathode dicht an der Oberfläche in einen Analogzustand mit dem eines Drahtes von sehr hoher Temperatur versetzt wird; die Oberfläche der Kathode wird von positiven Ionen bombardiert, welche durch einen Potentialfall gleich dem Kathodengefälle beschleunigt sind; dies mag leicht die Oberflächenschichten auf solche Temperatur bringen, daß Energie ausstrahlt, die nicht durch Wärmeleitung in das Innere der Kathode gelangt. Als eine Tatsache sei erwähnt, daß die Oberfläche der Kathode oft bei all diesen Erscheinungen sich im Zustande des Glühens befindet. Es würde interessant sein, diese Erscheinung dadurch nachzuprüfen, daß man zusieht, ob die Anwesenheit selbst von Spuren Sauerstoffes die Zerstäubung der Kathode steigert, da sie eine starke Zunahme bei der eines glühenden Drahtes erzeugt. Wie mir scheint, haben die im Metall absorbierten Gase einen beträchtlichen Einfluß auf die Zerstäubung und den Austritt der Elektrizität aus der Kathode; bei hohem Vakuum variiert die Potentialdifferenz zwischen einer Anode und verschiedenen Kathoden in der gleichen Röhre oft nach Laune, indem die Reihenfolge einmal ganz anders als wenige Minuten später ist. Dies würde leicht erklärlich sein, wenn die Menge absorbierten Gases die Potential-

1) Granqvist, ibid. 54, p. 595, 1897.

differenz beeinflußte. Wenn die Zerstäubung vom absorbierten Gase abhängig ist, dann müßten wir erwarten, daß ein Abfall der Zerstäubung nach lang andauerndem Gebrauch der Kathode in einem hohen Vakuum eintritt.

Der Faradaysche Dunkelraum und die positive Säule.

239. Messungen der elektrischen Kraft im Faradayschen Dunkelraume wurden zuerst von Hittorf[1]) gemacht. Graham[2]) und H. A. Wilson[3]) machten ebenfalls zahlreiche Bestimmungen der Kraft in diesem wie in anderen Teilen der Entladungsbahn, während Skinner[4]) kürzlich den Einfluß des Druckes und der Stärke des Stromes auf die elektrische Kraft im dunklen Raume und auf seine Länge untersucht hat. Die Resultate von Skinners Experimenten, welche in sorgfältig gereinigtem Stickstoff und mit scheibenförmigen Elektroden von be- Potentialfall

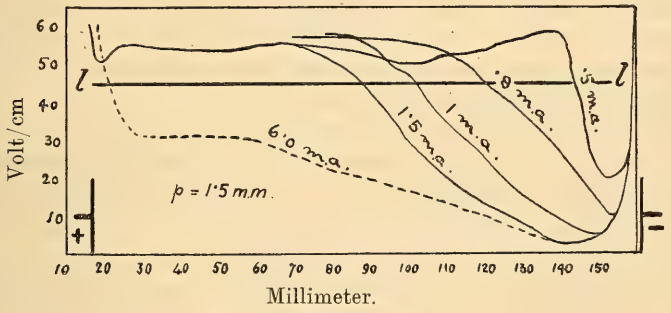


Fig. 137.

trächtlichem Querschnitt angestellt wurden, sind in Fig. 137 wiedergegeben. Bei Betrachtung dieser Kurven wird ersichtlich, daß, wenn der Druck konstant gehalten wird, die Breite des dunklen Raumes mit wachsendem Strome zunimmt. (Die Begrenzungen des dunklen Raumes wurden von Skinner an den Punkten liegend gefunden, die dem Schnitte der geraden Linie *ll* mit den Kurven, die die elektrische Kraft angeben, entsprechen.) Der Strom treibt hierbei die positive leuchtende Säule zur Anode zurück, bis bei stärkstem Strom die leuchtende positive Säule auf einen Fleck dicht an der Anode reduziert war. Bei gleichem Strom war die Ausdehnung des dunklen Raumes größer bei niederen Drucken als bei hohen.

1) Hittorf, Wied. Ann. 20, p. 705, 1883.
2) Graham, Wied. Ann. 64, p. 49, 1898.
3) H. A. Wilson, Phil. Mag. (5) 49, p. 505, 1900.
4) Skinner, Phil. Mag. (5) 1, p. 563, 1900.

Ausdehnung des dunklen Raumes.

Skinner stellte ein interessantes Experiment an, bei dem das Gas im Rohre vor irgend welchen Störungen, die normal von der Kathode ausgingen, geschirmt war. Die Kathode war eine Scheibe, die mit ihrer Ebene in die Achse der Röhre gebracht wurde. Diese wurde durch ein Stück Glasrohr umgeben, in dem die Achsen des Rohres rechtwinklig zur Scheibe angebracht wurden; so waren irgend welche Störungen, die von der Kathode rechtwinklig ausgingen, fast völlig von dem Gase zwischen den Elektroden ferngehalten. Bei diesem Experimente ergab sich, daß die leuchtende positive Säule nahezu den ganzen Raum bis zu der Kathode einnahm; der dunkle Raum war sehr klein und wuchs nur wenig mit wachsendem Strom. Skinner beobachtete mit einer Röhre von normalem Typus, bei der die Elektroden einander zugekehrt waren, daß, wenn durch einen starken Strom die leuchtende positive Säule bis zur Anode zurückgetrieben wurde, das Gas beträchtliche Zeit brauchte, bevor es die Fähigkeit, eine leuchtende Entladung hindurchzulassen, wiedererlangte; die Zeit, die hierfür erforderlich war, hing von der Zeit ab, während welcher der starke Strom durch das Rohr hindurchgegangen war. Skinner gibt Zeiten von einer bis zwei Stunden als bei einigen seiner Experimente erforderlich an.

Die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden ist durch den Bereich der Fig. 137 wiedergegeben, der von der Abszissenachse, den beiden vertikalen Ordinaten, durch die Elektroden und die Kurve, die die elektrische Kraft darstellt, begrenzt ist; wir sehen beim Anblick der Figur, daß diese Fläche kleiner wird, wenn der Strom abnimmt. Demnach fällt die Kurve, welche den Zusammenhang zwischen Potentialdifferenz der Elektroden und Strom im Rohre angibt, langsam ab. Um also die Potentialdifferenz zwischen Elektroden und Strom im Rohre, wenn eine äußere elektromotorische Kraft E_0 auf einen Kreis wirkt, der ein Entladungsrohr enthält, zu ermitteln, verfahren wir, wie in Art. 222 angegeben ist, so daß wir die Gerade $y = E_0 - Rx$, wo R der äußere Widerstand des Kreises ist, ziehen, und die Punkte P und Q aufsuchen, wo diese Gerade die Kurve, welche den Zusammenhang zwischen Potentialdifferenz und Strom im Rohre darstellt, schneidet. Aus dem in Art. 222 angegebenen Grunde entspricht der Punkt P linker Hand dem unstabilen, der andere Punkt Q dem stabilen Zustande. Gerade wie im Falle der Bogenentladung sehen wir, daß bei einer gegebenen äußeren elektromotorischen Kraft der Strom im Rohre nicht unter einen bestimmten endlichen Wert sinken kann, wenn die Entladung kontinuierlich[1]) ist.

1) Kauffmann, Drudes Ann. 2, p. 158, 1900. (Hier ist von Kauffmann eine Theorie der Entladungserscheinungen ohne Zuhilfenahme der Ionenhypothese entwickelt.)

Da nun mit Ausnahme des Kathodendunkelraumes der einzige dunkle Teil der Entladung der ist, wo die Kurve, welche die elektrische Kraft darstellt, unterhalb der Linie ll (Fig. 137) liegt, so folgt aus Skinners Experimenten, daß ein Leuchten in allen Teilen der Röhre dann stattfindet (mit Ausnahme des Kathodendunkelraumes), wenn die elektrische Kraft einen bestimmten Wert, der vom Druck abhängig ist, übersteigt.

Die positive Säule.

Der Potentialfall.

240. Der Potentialfall längs einer gleichförmigen, nicht geschichteten positiven Säule ist gleichförmig; sein Wert wurde von Hittorf[1]), A. Herz[2]), Graham[3]), Wilson[4]), Skinner[5]) untersucht. Der Potentialfall in der positiven Säule hängt 1. vom Durchmesser des Entladungsrohres, 2. vom Druck und der Natur des Gases, durch das die Entladung hindurchgeht, und 3. von der Stromstärke im Gase ab.

Der Potentialfall nimmt ab, wenn der Durchmesser des Entladungsrohrs wächst, wie dies aus der folgenden von Herz (loc. cit.) angegebenen Tabelle ersichtlich ist. Der Einfluß der Größe der Röhre ist nicht auf solche Röhren beschränkt, die so eng sind, daß ihr Durchmesser mit der mittleren freien Weglänge der Moleküle und Elektronen im Rohre vergleichbar wäre, sondern erstreckt sich auf die Fälle, daß der Durchmesser des Rohres hundertmal so groß ist wie die mittlere freie Weglänge. Die Resultate der Tabelle beziehen sich auf reinen Stickstoff; v ist die Potentialdifferenz in Volt pro cm, $2R$ der Durchmesser des Rohres (der Strom, der durch das Rohr geht, war in allen Fällen 1,2 Milliampère), p ist der Druck des Gases in Millimeter Quecksilber ausgedrückt, und b die Konstante, die in die Gleichung eingeht:

$$v - v_0 = -b(i - i_0),$$

welche Herz als Ausdruck des Zusammenhangs zwischen Gefällen v und v_0, die den Strömen i und i_0 entsprechen, fand; in dieser Gleichung sind i und i_0 in Milliampère ausgedrückt.

---

1) Hittorff, Wied. Ann. 20, p. 726, 1883.
2) Herz, Wied. Ann. 54, p. 244, 1895.
3) Graham, Wied. Ann. 64, p. 49, 1898.
4) H. A. Wilson, Phil. Mag. (5) 49, p. 505, 1900; Proc. Camb. Phil. Soc. 11, pp. 249. 391, 1902.
5) Skinner, Phil. Mag. (6) 11, p. 616, 1901.

p	v			
	$2R = 10$ mm	$2R = 15$ mm	$2R = 20$ mm	$2R = 25$ mm
8,0	—	156,8	—	—
7,5	—	148,4	—	—
7,0	144,4	140,1	—	—
6,5	139,2	131,9	—	—
6,0	132,6	123,8	—	—
5,5	126,1	115,8	—	—
5,0	118,2	107,8	—	—
4,5	109,4	99,9	97,7	—
4,0	99,9	92,2	89,3	—
3,5	89,2	84,5	80,5	—
3,0	77,7	76,1	71,2	—
2,5	—	66,2	61,5	60,2
2,0	—	55,4	51,4	48,7
1,5	—	43,6	40,8	37,5
1,0	—	—	29,8	26,9
b	10,0	8,5	3,5	3,4

Der Potentialfall in der positiven Säule wächst mit dem Druck, die Resultate von Herz' Experimenten sind durch die Kurven in Fig. 138, in denen die Ordinaten den Potentialfall und die Abszissen

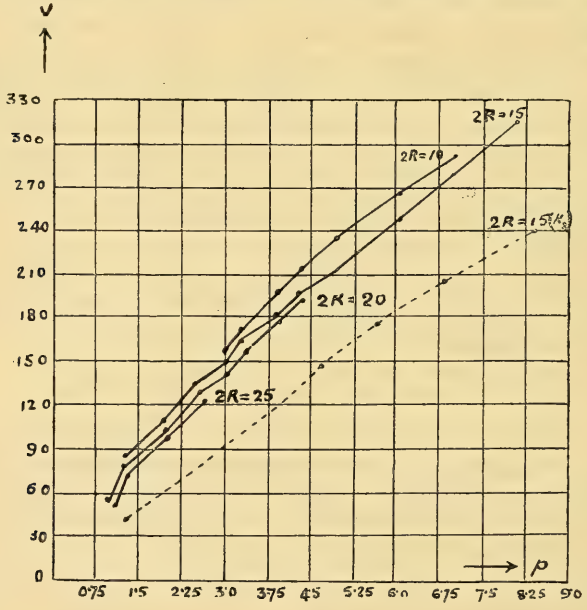


Fig. 138.

den Druck darstellen, wiedergegeben, die punktierte Kurve bezieht sich auf Experimente mit Wasserstoff, die anderen auf Experimente bei Stickstoff in Röhren von verschiedenen Dimensionen; die Kurven

scheinen sehr nahe linear. H. A. Wilson[1]) schloß aus seinen Experimenten, daß der Potentialfall in der positiven Säule proportional der Quadratwurzel aus dem Druck wäre; die lineare Beziehung $v = a + bp$, wo v der Potentialfall, p der Druck und a und b Konstanten sind, stellt die Resultate seiner Experimente fast gleich gut dar.

Herz zeigte, daß unter ähnlichen Bedingungen des Druckes und Stromes der Potentialfall in Stickstoff 1,4 mal so groß war, wie der in Wasserstoff. Er fand, daß eine Spur Wasserdampf keinen Einfluß auf den Potentialfall in der positiven Säule hatte, daß aber die Anwesenheit einer geringen Menge Sauerstoff im Stickstoff den Potentialfall erhöhte.

241. Aus der Gleichung $v - v_0 = -b(i - i_0)$, die von Herz angegeben ist, würde folgen, daß der Potentialfall in der positiven Säule kontinuierlich mit abnehmendem Strom wächst. H. A. Wilson hat jedoch kürzlich gezeigt, daß der Potentialfall ein Maximum für einen bestimmten Stromwert erreicht, und daß, wenn der Strom unter diesen Wert sinkt, der Potentialfall plötzlich abnimmt. Potentialfall und Strom

242. Wenn die positive Säule geschichtet ist, so sind die Änderungen im Leuchten von Änderungen der elektrischen Intensität begleitet, indem die Stellen maximalen Leuchtens auch Stellen maximalen Potentialfalles sind; dies geht klar hervor aus der Kurve in Fig. 129, die eine der von Wilson für die geschichtete Entladung in Wasserstoff erhaltenen darstellt.

243. Skinner[2]) zeigte, daß eine bestimmte Potentialdifferenz zwischen der Anode selbst und einem Punkte im Gase dicht an der Anode existiert. Die Größe dieses Potentialfalles wurde von ihm für die Entladung in reinem Stickstoff untersucht; er fand, daß sie unabhängig von der Stromdichte war und mit dem Druck lnaagsm stieg, daß sie ferner vom Metall, aus dem die Anode hergestellt war, abhängig und am größten für Aluminium und Magnesium, für welche der Kathodenfall am geringsten ist, sich ergab; der Wert des Anodenfalles bei verschiedenem Druck und für verschiedene Metalle ist in den Kurven in Fig. 139 wiedergegeben. Es geht hieraus hervor, daß der Anodenfall viel geringer als der Kathodenfall ist; es scheint nirgends ein Bereich vorhanden zu sein, der in seiner Ausdehnung mit dem dunklen Kathodenraume vergleichbar wäre, in dem der Hauptpotentialfall stattfindet; bei keinen bisher angestellten Experimenten war es möglich, so nahe an die Anode heranzukommen, daß das Potential des Sondendrahtes sich um weniger als um den Anodenfall des Potentials vom Potential der Anode unterschied.

1) H. A. Wilson, Proc. Camb. Phil. Soc. XI, pp. 249. 391, 1902.
2) Skinner, Wied. Ann. 68, p. 752, 1899.

Es ist häufig ein Bereich vorhanden, in dem die elektrische Intensität gerade gegenüber der Anode sehr gering ist; bei einigen Experimenten von H. A. Wilson war die elektrische Intensität schein-

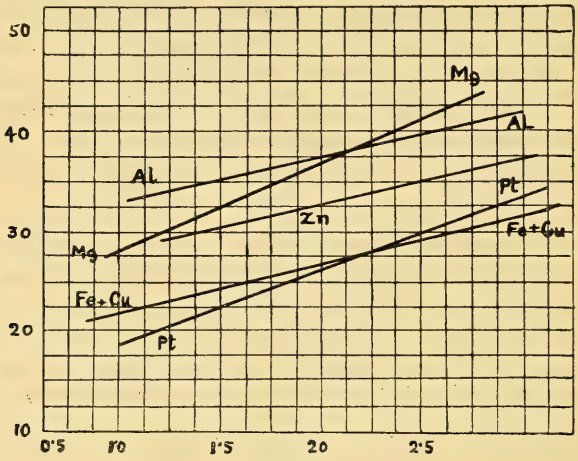


Fig. 139.

bar negativ; wir müssen daran erinnern, daß die Einführung eines Sondendrahtes Störungen des Feldes verursacht, und daß diese Umkehr der elektrischen Intensität möglichenfalls diesem Umstande zuzuschreiben ist.

Messung der Ionenzahl mit Hilfe transversaler Elektroden und Störungen hierbei.

244. H. A. Wilson[1]) hat eine Reihe von Untersuchungen über die Zahl der Ionen an verschiedenen Stellen der Entladungsbahn angestellt; seine Methode bestand darin, den Strom, der zwischen zwei kleinen parallelen Platinplatten, deren Ebenen parallel mit dem durch die Röhre fließenden Strom sind, zu messen; eine geringe Potentialdifferenz (die einer Clark-Zelle) wurde zwischen den Platten angelegt, nachdem die Voruntersuchungen ergeben hatten, daß bei Potentialdifferenzen von dieser Größe der Strom der Potentialdifferenz proportional war, und daß demnach das Vorhandensein eines Feldes die Anzahl freier Ionen nicht merklich reduzierte. Wenn unter diesen Umständen n_1, n_2 die Zahlen der positiven und negativen Ionen, k_1, k_2 die Geschwindigkeiten dieser Ionen unter der Kraft Eins darstellen, so ist der Strom zwischen den Platten proportional mit $k_1 n_1 + k_2 n_2$. Die Resultate von Wilsons Experimenten sind in Fig. 140 wiedergegeben. Man wird bemerken, daß der Strom sehr gering im dunklen Kathodenraum ist, dann seinen Maximalwert im negativen Glimmlichte erreicht,

1) H. A. Wilson, Phil. Mag. (5) 49, p. 505, 1900.

im dunklen Kathodenraum nachläßt, um dann in der positiven Säule wieder anzusteigen, während er bei der geschichteten Entladung ein

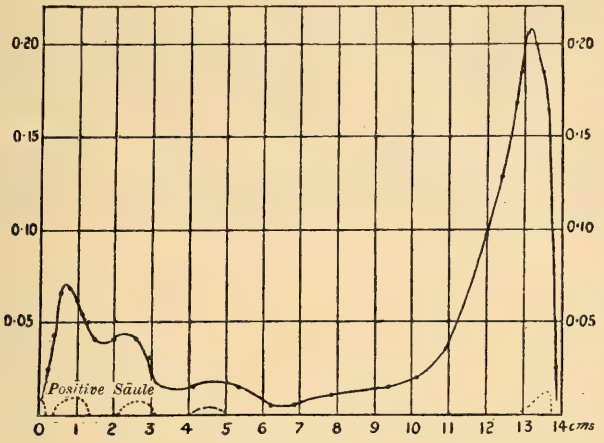


Fig. 140.

Maximum an den leuchtenden Teilen der Schichtung, ein Minimum an den dunklen hat.

Ionenzahl und Potentialfall.

245. Es ist interessant, die Verteilung der elektrischen Intensität längs des Rohres mit diesen transversalen Strömen zu vergleichen. Wenn X die Kraft längs des Rohres, i der Strom pro Querschnittseinheit ist, und wenn die Geschwindigkeit der Ionen proportional der elektrischen Kraft an der Stelle der Ionen ist, dann haben wir

$$X(k_1 n_2 + k_2 n_2) = i;$$

wenn i konstant längs des Rohres ist, so sollten $k_1 n_1 + k_2 n_2$ umgekehrt proportional mit X sein; da $k_1 n_1 + k_2 n_2$ proportional dem transversalen Strome ist, so sollten wir erwarten, daß die Maxima für den transversalen Strom mit den Minima des X koinzidieren. Ein Vergleich der Kurven wird zeigen, daß dies nicht der Fall ist; so ist die elektrische Intensität im Faradayschen Dunkelraume geringer als in der positiven Säule; der transversale Strom ist ebenfalls geringer anstatt größer zu sein, wie er nach den vorhergehenden Überlegungen sein sollte. Ferner sind sowohl die elektrische Intensität wie der transversale Strom in den leuchtenden Teilen der Schichtung größer als in den dunklen; in der Tat scheint das Leuchten von abnorm großen transversalen Strömen begleitet zu sein; hierdurch wurde H. A. Wilson zu der Vermutung geführt, daß der transversale Strom in den leuchtenden Teilen durch sekundäre Ionisation, die der Bestrahlung der Versuchselektroden durch das Leuchten der Entladung zuzuschreiben wäre, verursacht sein könnte. Skinner hat als eine

andere Erklärung für die Diskrepanz zwischen den Werten der X und dem transversalen Strome die Vermutung ausgesprochen, daß die Geschwindigkeit der Ionen nicht proportional der elektrischen Kraft sei; daß z. B., obwohl die elektrische Kraft im Faradayschen Dunkelraume sehr klein ist, die Ionen sich dort mit sehr großer Geschwindigkeit bewegen, die sie sich bei ihrer Bewegung durch das starke elektrische Feld im Elektrodendunkelraum aneignen; danach könnte die Zahl der freien Ionen, die notwendig ist, um den Strom zu tragen, sehr beträchtlich geringer sein, als die aus der Annahme berechnete, daß die Geschwindigkeit durch die elektrische Kraft im Faradayschen

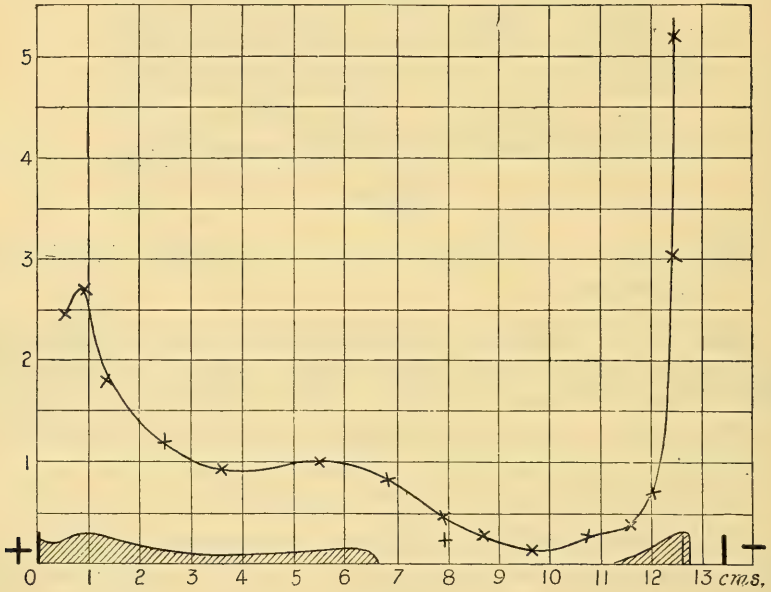


Fig. 141.

Dunkelraum wesentlich beeinflußt sei. Wenn dies die Erklärung der Verteilung der so gemessenen transversalen Kraft wäre, dann sollte die Geschwindigkeit der Ionen im Faradayschen Dunkelraume größer als in der gleichförmigen positiven Säule sein. Nun können wir uns über die Verteilung der Geschwindigkeiten der Ionen an verschiedenen Teilen des Entladungsrohres durch Messung des Halleffektes orientieren. H. A. Wilson[1]) zeigte, daß, wenn eine magnetische Kraft rechtwinklig zu dem Strome, der durch das Vakuumrohr geht, wirkt, daß dann eine Potentialdifferenz resultiert proportional der magnetischen Kraft zwischen zwei Elektroden, die so angebracht sind, daß die

1) H. A. Wilson, Proc. Camb. Phil. Soc. 11, pp. 249. 391, 1902.

Gerade, die sie verbindet, rechtwinklig zu Strom und magnetischer Kraft ist. Die Theorie dieses Effektes, der als Halleffekt bezeichnet wird, wurde in Art. 115 gegeben; wir zeigten, daß, wenn gleiche Größen positiver und negativer Ionen vorhanden sind, daß dann, wenn Z die Potentialdifferenz zwischen zwei Elektroden von 1 cm Entfernung ist, die durch die magnetische Kraft H hervorgerufen wird,

$$\frac{Z}{H} = \tfrac{1}{2}(u - v)$$

ist, wo u und v die Geschwindigkeiten der negativen, respektive positiven Ionen darstellen. Demnach wird eine Reihe von Messungen der

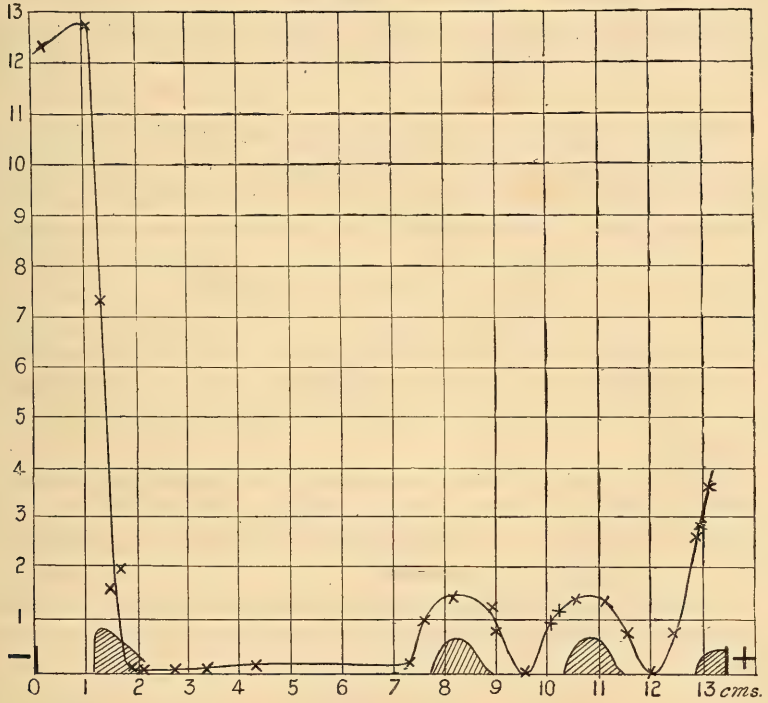


Fig. 142.

Z längs des Entladungsrohres uns in den Stand setzen, die Verteilung der Geschwindigkeiten zu ermitteln; solche Messungen wurden von H. A. Wilson angestellt, und seine Resultate sind in den Kurven der Fig. 141 und 142 wiedergegeben.

Es ist ersichtlich, daß die Kurven dem Charakter nach ähnlich mit denen der Verteilung der elektrischen Kraft sind; so ist der Wert

von Z im Faradayschen Dunkelraum geringer als in der positiven Säule, und bei einer geschichteten Entladung hat Z wie X ein Maximum an den leuchtenden Teilen der Schichtung, ein Minimum an den dunklen. Diese Resultate scheinen anzudeuten, daß, wenn auch ein gewisser Unterschied in den Werten des X und der Geschwindigkeit der Ionen wahrscheinlich ist, dieser, speziell bei niederen Drucken, nicht hinreichend groß ist, um die Diskrepanzen zwischen den Kurven der X und denen der transversalen Ströme zu erklären.

Nach Wilsons Hypothese, daß eine weitere Ionisation durch das Einfallen des die Entladung begleitenden Leuchteffektes auf das Metall der Nebenelektroden verursacht sei, müßte man erwarten, daß der Strom zwischen Elektroden, die aus Drahtgaze gemacht sind, geringer als zwischen solchen aus festen Körpern wäre, da ja der Querschnitt des Metalles, der dem Lichte ausgesetzt ist, im ersten Falle viel geringer wäre als im zweiten.

Die Schichtung.

246. Die geschichtete Entladung, für welche Beispiele in Fig. 125 wiedergegeben sind, die den Abhandlungen von De la Rue und Müller[1]) entnommen sind, hat wegen ihrer auffälligen und schönen Erscheinung viel Aufmerksamkeit auf sich gezogen. Sie tritt nur auf, oder ist wenigstens nur bis zu einem gewissen Grade gut ausgebildet, wenn der Druck des Gases und der Strom im Rohre in bestimmten Grenzen sind; sie hängt jedoch nicht von den Apparaten, die zur Erzeugung der Entladung benutzt werden, ab; so erhalten wir Schichtungen bei der Entladung, die durch Induktionsspulen, durch elektrische Maschinen oder große Hochspannungsbatterien erzeugt wird.

Die Schichtungen sind besonders gut in gemischten Gasen ausgebildet, speziell in solchen, welche organische Dämpfe, wie Terpentin, enthalten. In der Tat behaupten einige Physiker[2]), die Schichtungen würden in vollständig reinen Gasen fehlen; es ist jedoch gewiß, daß sie in Gasen, die mit der größten Sorgfalt gereinigt sind, auftreten; nach Morren treten sie nicht in Sauerstoff auf. Crookes[3]) beobachtete in einem Rohre, das Wasserstoff enthält, drei Lagen der Schichtung, eine Lage war rot, die andere blau und die dritte weißlich; durch die Spektroskopprüfung zeigte er, daß das Leuchten in der ersten Schicht durch Wasserstoff, das in der zweiten durch Quecksilberdampf und das in der dritten durch Kohlenwasserstoff verursacht wird. Es ist aus Fig. 125 zu ersehen, daß in einigen Fällen die Schichtungen in Lagen von zwei oder drei individuellen Schich-

1) De la Rue u. Müller, Phil. Trans. 1878, pt. 1, p. 155.
2) E. C. Baly, Phil. Mag. 35, p. 200, 1893.
3) Sir W. Crookes, Proc. Roy. Soc. 69, p. 399, 1902.

tungen, die ganz eng beieinander liegen, auftreten. Die leuchtenden Teile der Schichtung sind gekrümmt; die konkaven Seiten sind der positiven Elektrode zugekehrt. Wenn das Rohr nicht von gleichförmiger Breite ist, sind die Schichtungen näher in den engeren als in den breiten Teilen des Rohres zusammengedrängt.

Abstand der Schichten.

247. Untersuchungen über die Bedingungen, die den Abstand der aufeinanderfolgenden Schichten bestimmen, wurden von Goldstein[1]) und R. S. Willows[2]) angestellt. Goldstein kam zu dem Resultat, daß, wenn d und d_0 die Entfernungen zwischen den Schichten bei den Drucken p und p_0 sind, daß dann

$$\frac{d}{d_0} = \left(\frac{p_0}{p}\right)^m$$

ist, wo m eine Größe ist, die kleiner als Eins ist (vergl. Art. 234). Die Entfernung zwischen den Schichten wächst mit abnehmendem Druck, aber die prozentische Änderung in der Entfernung ist nicht so groß wie die des Druckes.

Willows fand, daß in Stickstoff die Entfernung zwischen den Schichten mit dem Drucke wuchs. Wenn er mit dem kleinsten Strom,

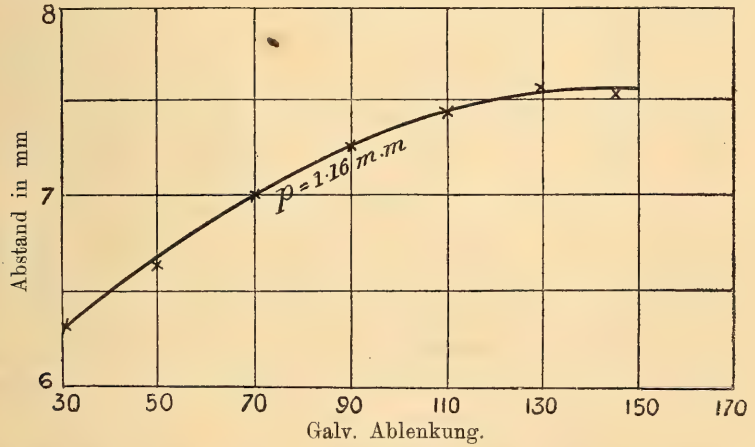


Fig. 143.

der imstande war, die Entladung aufrecht zu erhalten, anfing, so wuchs zunächst die Entfernung sehr schnell mit dem Strom. Die Stärke des Anstiegs nahm jedoch bei wachsendem Strom ab; der Zusammenhang zwischen Strom und Entfernung der Schichten im Stickstoff ist durch die Kurve in Fig. 143 wiedergegeben.

1) Goldstein, Wied. Ann. 15, p. 277, 1882.
2) Willows, Proc. Camb. Phil. Soc. X, p. 302, 1900.

In Wasserstoff wächst zunächst die Entfernung zwischen den Schichten mit dem Strom; sie erreicht dann ein Maximum, worauf dann eine weitere Steigerung des Stromes eine Verminderung in der Entfernung der Schichten erzeugt; je niedriger der Druck, je niedriger ist der Strom, für den die Entfernung zwischen den Schichten ein Maximum ist. Bei sehr niedrigen Drucken kann dieser Strom sehr wenig größer als der kleinste Strom sein, der mit einer kontinuierlichen Entladung verträglich ist, so daß bei diesen Drucken das

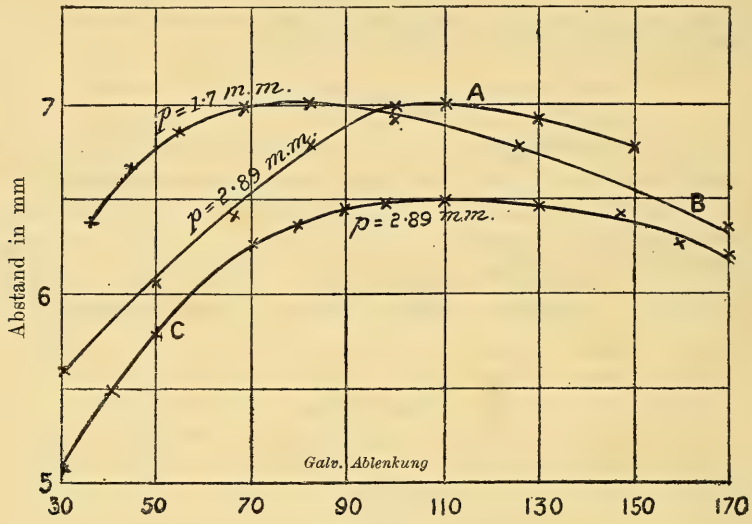


Fig. 144.

Umkehrstadium für die Stromschichtungen beinahe verwischt ist. Der Zusammenhang zwischen Strom und Entfernung der Schichten für Wasserstoff bei zwei verschiedenen Drucken in einem Rohr von 12 mm Durchmesser ist in Fig. 144 wiedergegeben. Die Elektroden für die Kurven *A* und *B* waren Aluminiumdrähte, für *C* Aluminiumscheiben.

Wenn man diese Resultate mit denen für die Dicke der dunklen Kathodenräume vergleicht, so sieht man, daß unter ähnlichen Bedingungen des Druckes und Stromes die Entfernung zwischen den Schichten beträchtlich größer als die Dicke des dunklen Raumes ist.

Einfluß der Größe des Entladungsrohres.

248. Je weiter das Rohr ist, um so größer wird der Abstand der Schichten. Nach Willows (l. c.) ist der Abstand nie größer als der Durchmesser des Rohres. Wenn die Schichten bis an die Wände des Rohres reichen, so zeigte Goldstein, daß das Verhältnis der Entfernung zwischen den Schichten für zwei gegebene Drucke un-

abhängig vom Durchmesser des Rohres ist. Ein anderer Weg, um Goldsteins Gesetz zu finden, ist der, daß die Konstante m, die in die Gleichung

$$\frac{d_1}{d_0} = \left(\frac{p_0}{p_1}\right)^m$$

eingeht, unabhängig von der Größe der Röhre ist (siehe Art. 247).

Einfluß verschiedener Gase.

249. Nach Willows sind die Entfernungen zwischen den Schichten in verschiedenen Gasen unter gleichen Umständen des Druckes und Stromes nicht sehr verschieden. Bei Drucken von 1 mm und 0,5 mm sind sie in Wasserstoff etwas weiter entfernt als in Luft oder in Stickstoff. Die Größe der Entfernungsänderungen mit dem Druck ist jedoch in dichten Gasen größer als in Wasserstoff. Der Druckbereich, über den Schichtungen erhalten werden können, ist in Wasserstoff viel größer als in Luft.

250. Die Schichten sind am besten am negativen Ende der positiven Säule entwickelt. Wenn demnach der Druck allmählich so weit reduziert wird, daß Schichtungen auftreten, so tritt als erste Erscheinung der Schichtung die Bildung einer einzelnen Schicht am Ende der positiven Säule auf. Alsdann bilden sich sukzessive Schichtungen, bis die ganze positive Säule geschichtet ist. Die Schicht am negativen Ende der positiven Säule zeigt stets etwas Individuelles; so ist die Entfernung von ihrer Nachbarschicht größer als die Entfernungen im Mittel; sie ist auch oft breiter als die anderen Schichten.

Einfluß einer Verengung im Rohr.

251. Goldstein[1]) fand, daß in einem Rohre bei einer Verengung, wie sie in Fig. 145 dargestellt ist, das Ende der Verengung

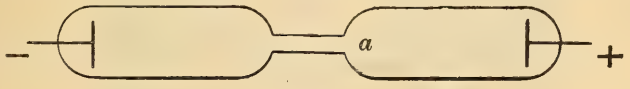


Fig. 145.

nächst der Anode sich wie eine Kathode verhält, daß also dort ein dunkler Raum, negatives Glimmlicht und Faradays Dunkelraum dicht bei a auftreten; und daß diese durch ein magnetisches Feld in gleicher Weise beeinflußt wurden, als wenn sie von einer metallischen Kathode erzeugt wären. Lehmann[2]) machte eine Reihe von Experimenten mit durchbohrten Diaphragmen, die quer zum Entladungsrohre angebracht waren. Er fand an der Seite des Diaphragmas

1) Goldstein, Wied. Ann. 11, p. 832, 1880.
2) Lehmann, Drudes Ann. 7, p. 1, 1902.

zunächst der Anode das negative Glimmlicht und den Faradayschen Dunkelraum; der Kathodendunkelraum war jedoch nicht vorhanden. Bei dem Experiment, das in Fig. 146 dargestellt ist, war das Diaphragma eine Porzellanscheibe. Er stellte weitere Experimente mit Röhren an, die verschieden durchbohrte, metallische Diaphragmen enthielten. Diese Diaphragmen wurden mit Drähten verbunden, die im Rohre so eingeschmolzen waren, daß sie in verschiedener Weise

Fig. 146.

miteinander verbunden werden konnten. Wenn die Diaphragmen alle isoliert waren, so war die Erscheinung die der Fig. 146. An der Anodenseite jedes Diaphragmas bildete sich negatives Glimmlicht und der Faradaysche Dunkelraum, aber nicht der Kathodendunkelraum aus. Wenn jedoch zwei Diaphragmen mit einem metallischen Draht außerhalb des Rohres, wie in Fig. 147, verbunden waren, so war

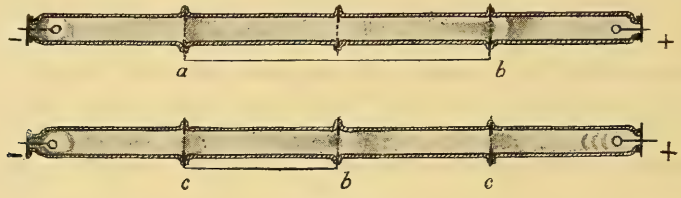


Fig. 147.

negatives Licht, aber kein Dunkelraum rechterhand der Diaphragmen a und c vorhanden; es war jedoch ein wohl definierter Dunkelraum rechterhand von b vorhanden. In diesem Falle dürfte etwas Strom anstatt durch das Rohr durch den Draht selbst gegangen sein, und bei b würde er alsdann, wie in der Kathode k, vom Metall zum Gas übergehen. Bei den übrigen Diaphragmen können wir annehmen, daß der Strom durch die Löcher der Diaphragmen hindurchging.

Schichtung bei Atmosphärendruck.

252. Wechsel im Leuchten der Entladung, ähnlich denen, die bei der geschichteten positiven Säule bei niederen Drucken beobachtet sind, treten in bestimmten Fällen bei der Entladung durch Gase von Atmosphärendruck auf. So fand Töpler[1]), daß, wenn einige große Leidener Flaschen durch eine Funkenstrecke sich entluden, zwischen deren Elektroden eine Platte aus Halbleitermaterial, wie etwa Basalt, eingeschaltet war, der Teil der Entladung zwischen der negativen

1) Töpler, Wied. Ann. 63, p. 109, 1897.

Elektrode und der Platte ausgebildete Schichtung zeigte. Fig. 148 ist einer Figur Töplers entnommen. Die Entladung eines Induktoriums

Fig. 148.

durch die Flamme einer Kerze gibt eine glänzende Entladung, die von dunklen Räumen, wie in Fig. 149, durchzogen ist.

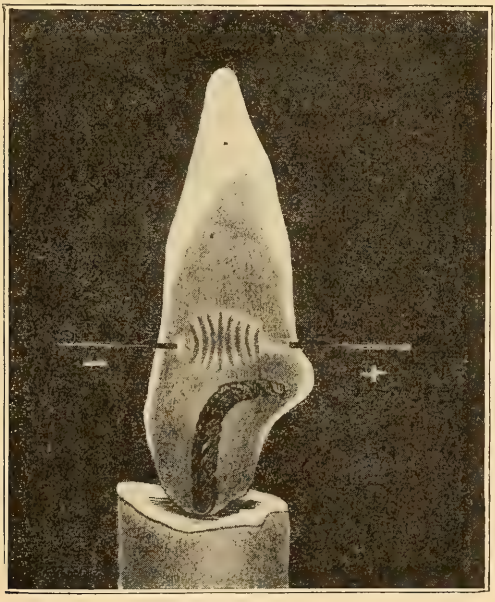


Fig. 149.

253. Die mittlere Temperatur des Gases in einem Entladungsrohr, durch das eine leuchtende Entladung hindurchgeht, ist oft ge- Verteilung der Temperatur längs der Entladung.

ringer als 100° C. E. Wiedemann[1]) hat gezeigt, daß die mittlere Temperatur der Luft bei einem Druck von 3 mm in einem Rohre, in dem eine leuchtende Entladung stattfindet, geringer als 100° C ist. Hittorf[2]) maß die Temperatur in einem Entladungsrohr an drei Stellen, 1. an der positiven Säule, 2. im negativen Glimmlicht und 3. im Crookesschen Dunkelraum, und fand, daß sie am höchsten im dritten Falle und am niedrigsten im ersten war. E. Wiedemann[3]) zeigte, daß die Verteilung der Temperatur längs der Röhre wesentlich vom Drucke abhängt, und daß, während bei niederen Drucken die Temperatur der Kathode höher als die der Anode war, das Umgekehrte bei Drucken, die größer als 26 mm waren, stattfand.

Warburg[4]) hat für den stationären Zustand die Temperatur des Gases in der positiven ungeschichteten Lichtsäule berechnet, für welche man die Voraussetzung machen darf, daß die elektrische Stromarbeit da, wo sie geleistet wird, in Wärme sich umsetzt. Die Strahlung wurde nach Angström vernachlässigt und der Ansatz gemacht, daß im stationären Zustand die Wärmemenge, welche in irgend einem Raumteil erzeugt wird, durch die Oberfläche dieses Raumteils abgeleitet werden muß. Es ergab sich in Übereinstimmung mit den von E. Wiedemann und W. Hittorf früher geäußerten Ansichten, daß die Temperatur in der positiven ungeschichteten Lichtsäule in vielen Fällen nur unbedeutend über die Temperatur der Umgebung hinaus gesteigert ist. Wood[5]) hat die Formeln von Warburg durch bolometrische Messungen geprüft und hinreichende Übereinstimmung gefunden.

Wood[6]) stellte eine sehr vollständige Messung der Temperatur in einer Entladungsröhre mit Hilfe eines Bolometers an, welches, auf einer Barometerquecksilbersäule schwimmend, in irgend eine Lage des Rohres gebracht werden konnte. Er fand, daß bei der ungeschichteten Entladung die Temperatur in der positiven Säule konstant ist, im dunklen Faradayschen Raume abnimmt, bis sie ein Minimum gerade an der Anodenseite des negativen Glimmlichtes erreicht und dann plötzlich in dem dunklen Raume zunächst der Kathode wächst. Bei der geschichteten Entladung ist die Temperatur größer in den leuchtenden als in den dunklen Teilen. In keinem Falle konnte das Bolometer eine Temperatur, die höher als 100° C. war, anzeigen. Die Bolometertemperatur ist natürlich die mittlere Temperatur aller Moleküle in einem beträchtlichen Raume, und die Tatsache, daß die mittlere Temperatur niedrig ist, schließt nicht aus, daß wenige Moleküle einen

1) E. Wiedemann, Wied. Ann. 6, p. 298, 1879.
2) Hittorf, Wied. Ann. 21, p. 128, 1884.
3) E. Wiedemann, Wied. Ann. X, p. 202, 1880.
4) Dieser Absatz Autoreferat von E. Warburg, Wied. Ann. 54, 265, 1895.
5) Wood, Wied. Ann. 59, 238, 1896.
6) Wood, Wied. Ann. 59, p. 238, 1896.

Betrag an kinetischer Energie besitzen, der viel größer ist als der, welcher durch die Temperatur des Bolometers angezeigt ist. Die Verteilung der Temperatur längs des Rohres bei einer geschichteten und einer ungeschichteten Entladung ist durch die Kurven in Fig. 150 wiedergegeben. Beim Vergleich dieser Kurven mit denen, die für die Verteilung der elektrischen Kraft längs des Rohres gegeben sind, ist ersichtlich, daß die beiden Kurven sehr ähnlich sind. Da die Arbeit, die vom Strom an einem Punkte seiner Bahn geleistet wird, pro-

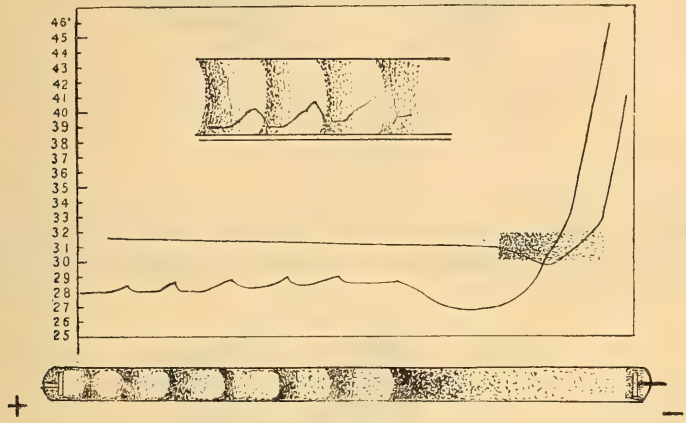


Fig. 150.

portional dem Produkt des Stromes und der elektrischen Kraft ist, oder, solange der Strom konstant ist, proportional der elektrischen Kraft ist, so muß, wenn die ganze Arbeit in Wärme verwandelt wird, der Verlauf der Kurven für die Temperatur ähnlich denen für die elektrische Kraft sein. Da dies sehr nahe der Fall ist, so schließen wir, daß in Röhren von mittlerem Druck der größere Teil der elektrischen Arbeit als Wärme im Gase an Stellen wiedererscheint, die nicht sehr entfernt von der Stelle sind, wo die Arbeit geleistet wird.

Einfluß des magnetischen Feldes auf die Entladung.

254. Es ist vorteilhaft, die Wirkung der magnetischen Kraft auf die verschiedenen Teile der Entladung getrennt zu betrachten. Wir wollen mit dem negativen Glimmlicht beginnen. Plücker[1]) zeigte, daß sich in einem magnetischen Felde das Glimmlicht genau in gleicher Weise wie ein Haufen Eisenfeilicht verteilt; wenn letzteres vollständige Freiheit der Bewegung hat; so koinzidiert die leuchtende Begrenzung des negativen Glimmlichtes mit den Linien der magnetischen Kraft, wenn diese durch das Ende der negativen Elektrode geht. Der Effekt ist in Fig. 151 und 152, die Plückers Abhandlungen

1) Plücker, Pogg. Ann. 103, p. 88, 1858.

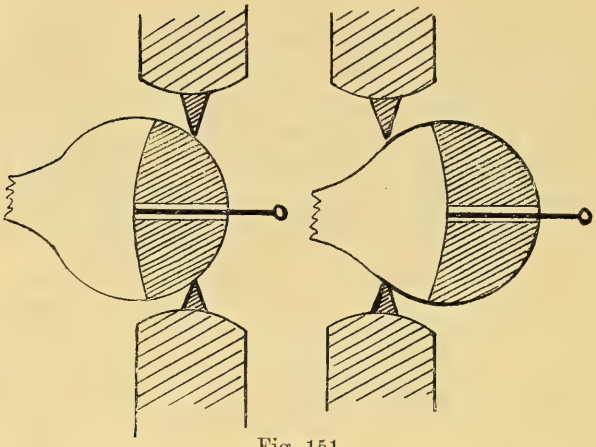


Fig. 151.

entnommen sind, dargestellt. In Fig. 151 sind die Linien der magnetischen Kraft transversal zum Strom, während in Fig. 152 sie

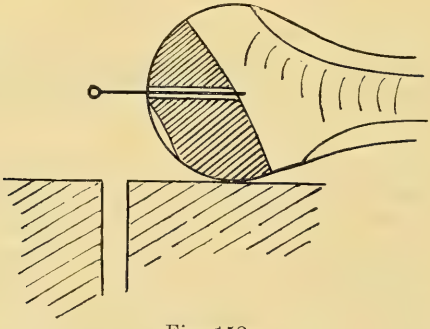


Fig. 152.

mehr oder weniger längs desselben verlaufen. Das negative Glimmlicht verhält sich in der Tat, als wenn seine Leuchtkraft durch ein

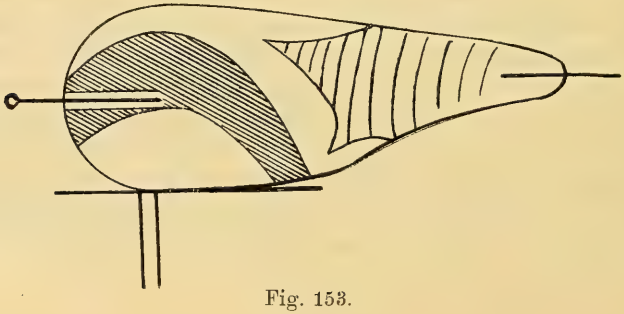


Fig. 153.

sich längs den Linien der magnetischen Kraft bewegendes Etwas erzeugt wäre. Wenn die Richtung der magnetischen Kraft längs der Linien der Entladung verläuft, so breitet sich das negative Glimmlicht auch weiter längs der Röhre aus, und die positive Säule wird

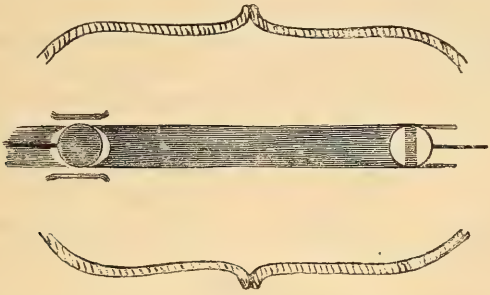


Fig. 154.

zurückgetrieben; wenn die magnetische Kraft rechtwinklich zum Rohre geht, so folgt das negative Glimmlicht den Kraftlinien quer zum Rohre und dehnt sich nicht so weit nach dem Ende zu aus, als wenn kein magnetisches Feld vorhanden ist; dann rückt die positive Säule

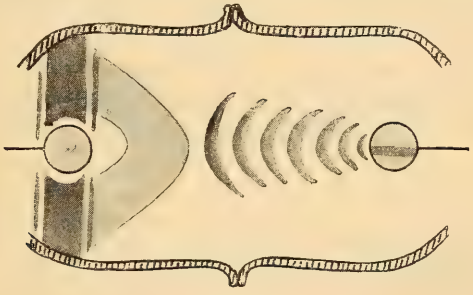


Fig. 155.

weiter vor zur Kathode hin, und wenn sie geschichtet ist, erscheinen neue Schichten. Diese Effekte sind durch die Fig. 154 und 155, welche Lehmann[1]) entnommen sind, illustriert. Fig. 154 stellt den Fall der magnetischen Kraft längs, Fig. 155 quer zum Rohre dar.

255. Die magnetische Kraft beeinflußt die Verteilung des Glimmlichtes sowohl an der Oberfläche der Kathode, wie während des Verlaufes durch das Gas. So fand Hittorf, daß, wenn die negative Elektrode eine ebene vertikale Scheibe ist, und das Entladungsrohr so angebracht wird, daß die Scheibe axial zu den Polen eines starken Elektromagneten liegt, die Scheibe frei vom Glimmlicht ist, außer am höchsten Punkte an der Seite, die am meisten von der

1) Lehmann, Drudes Ann. 7, p. 1, 1902.

Anode entfernt ist, oder dem unteren Punkte an der Seite, die derselben zunächst ist, je nach der Richtung der magnetischen Kraft. In einem anderen Experimente benutzte Hittorf[1]) als Kathode eine Metallröhre von etwa 1 cm Durchmesser und fand, daß, wenn die Achse der Kathode rechtwinklig zu der Verbindungslinie der Pole des Elektromagneten war, daß dann die Kathode in der Nachbarschaft der Stellen, wo die Normalen rechtwinklig zu den Linien der magnetischen Kraft sind, frei von Glimmlicht wurde. Diese beiden Resultate sind so, wie wir sie zu erwarten haben, wenn das Glimmlicht geladenen Teilchen, die normal von der Kathode abgeschleudert sind, zuzuschreiben wäre. Der Einfluß des magnetischen Feldes auf die Verschiebung des Glimmlichtes an der Kathode wurde auch von Schuster[2]) untersucht.

256. Die positive Säule wird ebenfalls durch das magnetische Feld beeinflußt; der allgemeine Effekt ist der, daß die Säule in eine Kurve gekrümmt wird, welche der Bahn eines positiven Teilchens, das dem Einfluß des magnetischen Feldes und der elektrischen Kraft im Rohre (siehe Art. 40) ausgesetzt ist, gleicht. Wenn das negative Glimmlicht abgelenkt wird, so biegt sich die positive Säule gegen

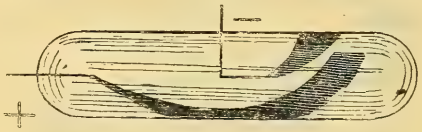


Fig. 156.

die Stelle, wo das negative Glimmlicht die Wände des Rohres erreicht; dieser Einfluß ist in Fig. 156 wiedergegeben, die Lehmann entnommen ist. Es ist oft ein dunkler Raum vorhanden, welcher die Enden des negativen Glimmlichtes und der positiven Säule trennt, gerade als wenn die Berührungsfläche der ersteren mit dem Glas sich wie eine sekundäre Kathode verhält.

Einfluß des magnetischen Feldes auf die Schichtung.

257. Der Einfluß des magnetischen Feldes auf die Schichtungen wurde sorgfältig von Spottiswoode und Moulton[3]) und von Goldstein[4]) untersucht; der Schluß, zu dem sie kamen, war der, daß die glänzenden Teile der Schichtung, sowie das negative Glimmlicht sich selbst längs den magnetischen Kraftlinien einstellen, indem jeder glänzende Teil sich längs der magnetischen Kraftlinien einstellt und

1) Hittorf, Pogg. Ann. 136, p. 221, 1869.
2) Schuster, Proc. Roy. Soc. 37, p. 317, 1884.
3) Spottiswoode u. Moulton, Phil. Trans., Part 1, p. 205, 1879.
4) Goldstein, Wied. Ann. XI, p. 850, 1880.

in seinem Verlauf durch einen dunklen Raum von seinem Nachbar getrennt ist. Als sehr wichtige Schlüsse, die aus diesem Verhalten der Schichten gezogen sind, referieren wir die Beschreibung dieses Effektes, wie er von Spottiswoode und Moulton und von Goldstein gegeben ist. Erstere führen aus: „Wenn ein Magnet auf eine geschichtete Säule einwirkt, so findet man, daß die Säule sich nicht einfach nach oben oder unten als Ganzes bewegt, wie dies der Fall sein würde, wenn die Entladung die Schichten in geraden Linien von Elektrode zu Elektrode bei ihrem Durchgang durchsetzte. Im Gegenteil, jede Schicht ist einer Rotation oder Deformation unterworfen, von genau dem gleichen Charakter, wie in dem Falle, daß die Schicht ein begrenzter, verbiegbarer, stromdurchflossener Leiter wäre, dessen Anfang an dem glänzenden Kopfe der Schichtung liegt, und dessen Ende an der dunklen, inneren Oberfläche der in Betracht kommenden Schicht sich befindet. Eine Prüfung verschiedener Fälle hat die Autoren dieser Abhandlung zum Schlusse geführt, daß die Ströme an dem glänzenden Kopfe der Schichtung entspringen und sich nach der nächsten inneren Oberfläche hin bewegen, und daß kein direkter Übergang von einer Elektrode der Röhre zur anderen stattfindet.“ Goldstein gibt die folgende Beschreibung des Verhaltens der geschichteten Säule unter dem Einfluß der magnetischen Kraft: „Sehr charakteristisch ist die Erscheinung, wenn im unmagnetisierten Zustande das Kathodenlicht bereits tief in das positive Licht, über die erste Schicht desselben hinaus, eingedrungen ist. Das Ende des Kathodenlichts liegt dann also weiter von der Kathode ab, als das Ende der ersten, und je nach der Verdünnung auch der zweiten, dritten usw. positiven Schicht. Gleichwohl rollt sich das Ende der Kathodenstrahlen bei der Magnetisierung bis zur Kathode hin, in die durch letztere gehende magnetische Kurve zusammen; und erst durch einen dunklen Zwischenraum getrennt, folgt nach der Seite der Anode hin eine Kurve, in welcher alle Strahlen der ersten positiven Schicht zusammengerollt sind, dann eine Kurve der zweiten, usw.“

Wir werden Gelegenheit haben, auf diesen Punkt zurückzukommen, wenn wir die Theorie der Entladung betrachten.

258. Paalzow und Neesen[1]), welche den Einfluß des magnetischen Feldes inbezug auf Erleichterung oder Erschwerung der Entladung untersuchten, fanden, daß, solange die Kraftlinien parallel mit den Entladungslinien sind, der Effekt vom Druck abhängt; wenn p_0 der Druck ist, bei dem die Entladung zunächst einsetzt, p_m der Druck, bei dem der Strom durch das Rohr ein Maximum ist, und p_n der niedrigste Druck, bei dem die Entladung übergeht, so fanden sie

Entladung und magnetisches Feld.

1) Paalzow u. Neesen, Wied. Ann. 63, p. 209, 1897.

für Drucke zwischen p_0 und p_m einen hemmenden Einfluß der magnetischen Kraft auf die Entladung, während, wenn die Drucke zwischen p_m und p_n lagen, eine Erleichterung eintrat; demnach hat das magnetische Feld in diesem Falle den gleichen Einfluß wie eine Erhöhung des Druckes. Diese Resultate bleiben bestehen, wenn die Anode allein der magnetischen Kraft ausgesetzt ist; wenn nur die Kathode unter dieser Kraft steht, so gelten die Resultate, solange das Feld schwach ist; wird das Feld jedoch sehr stark, so sind die erzeugten Effekte genau umgekehrt, indem das magnetische Feld den gleichen Einfluß wie eine Verringerung des Druckes erzeugt.

Wenn die magnetischen Kraftlinien sich rechtwinklig zur Entladung befinden, so erschwert das magnetische Feld bei allen Drucken die Entladung. Sie fanden, daß die Einwirkung des magnetischen Feldes nicht plötzlich erfolgt, sondern daß oft einige Stunden nötig sind, um den normalen Effekt hervorzurufen. Diese Verzögerung ist ein sehr häufiges Phänomen in Entladungsröhren; sie kann allgemein durch die Einflüsse erklärt werden, die durch vorhergehende Funken erzeugt werden; da es leichter für eine Entladung ist, einer anderen zu folgen, als die erste zu sein, die durch die Röhre hindurchgeht, so ist wohl verständlich, daß das magnetische Feld nicht imstande ist, auf einmal die Entladung zu unterbrechen, wenn eine starke Entladung kurz vorher durch das Rohr hindurchging, obwohl sie imstande sein kann, eine Entladung zu beeinflussen, die als erste das Rohr durchsetzen will.

Der Autor zeigte vor vielen Jahren, daß der Durchgang bei elektrodenloser Entladung durch ein transversales magnetisches Feld gehindert und durch ein longitudinales erleichtert wird.

259. Willows[1]), der ebenfalls den Einfluß einer transversalen magnetischen Kraft auf die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden eines Entladungsrohres, das Gas von niederem Druck enthält, untersuchte, fand, daß, wenn das magnetische Feld auf die Nachbarschaft der Kathode beschränkt ist, die Potentialdifferenz durch das magnetische Feld verringert wird, wenn der Druck niedrig ist, und anwuchs, wenn er hoch ist. Der Einfluß ist in den Kurven in Fig. 157 wiedergegeben, die Druckskala ist so zu verstehen, daß ein Druck von 1 mm Quecksilber bei 223 liegt. Der Druck, bei dem die Kurve mit Magnet die ohne Magnet schneidet, erhöht sich mit der magnetischen Kraft und erniedrigt sich, wenn der Strom im Rohre schwächer wird.

Wenn die magnetische Kraft an irgend einer Stelle des Rohres, ausgenommen an der Kathode, konzentriert wird, so wächst immer die Potentialdifferenz.

1) Willows, Phil. Mag. (6) 1, p. 250, 1901.

Willows untersuchte ebenfalls den Einfluß einer gleichförmigen magnetischen Kraft auf die Verteilung der elektrischen Kraft zwischen

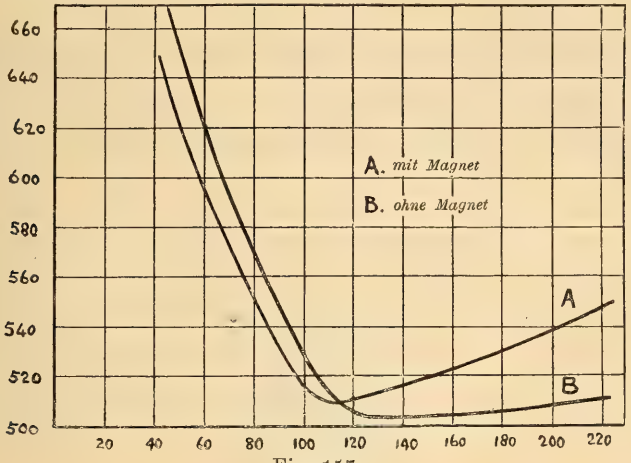
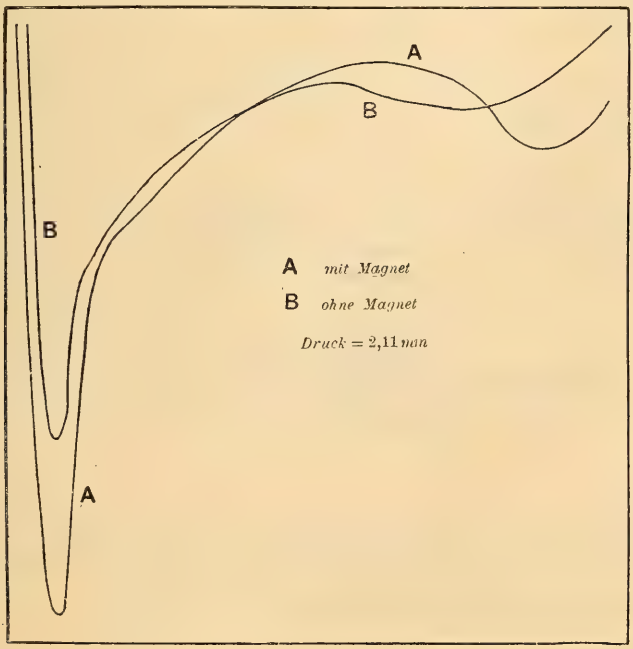


Fig. 157.

den Elektroden, die Resultate seiner Experimente sind durch die Kurven in Fig. 158 wiedergegeben; das magnetische Feld verringert



Kathode Anode

Fig. 158.

beträchtlich das Hauptgefälle der elektrischen Kraft, das im negativen Glimmlicht eintritt.

260. Birkeland[1]) hat gezeigt, daß in einem Rohre mit Gas von sehr niederem Drucke eine starke magnetische Kraft parallel zu den Entladungslinien eine enorme Verringerung der Potentialdifferenz, die erforderlich ist, Funken im Rohre zu erzeugen, hervorruft; die Potentialdifferenz fällt, wenn das magnetische Feld an der Kathode einen bestimmten kritischen Wert erreicht, auf weniger als ein Zehntel des vorhergehenden Wertes. Almy[2]) zeigte, daß dieser Effekt ebensowohl durch ein transversales magnetisches Feld wie durch ein longitudinales sich erzeugen läßt, und daß die plötzliche Verringerung des Potentials von einer Veränderung im Aussehen der Entladung begleitet ist, indem das magnetische Feld die Entladung veranlaßt, sich aus der Form, bei der sie von der ganzen Kathode ausgeht, in die zu verändern, wo sie auf einen oder mehrere glänzende Stellen konzentriert ist. Die Veränderung im Aussehen der Entladung und ebenfalls die Verringerung der Potentialdifferenz zwischen den Elektroden kann ohne die Hilfe des Magnetes erzeugt werden, wenn man die Außenseite der Röhre in der Nachbarschaft der Kathode mit Zinnfolie, die mit der Kathode verbunden ist, bedeckt. Almy zeigte, daß der Einfluß des Magneten nicht von den Ladungen statistischer Elektrizität, die sich auf dem Glas des Rohres anhäufen, herrührt, indem er zeigte, daß dieser Einfluß auch dann bestehen blieb, wenn die Kathode in einem Metallzylinder, der als Anode benutzt wurde, angebracht war.

261. Wir haben früher (siehe S. 380) die Erscheinungen der Entladung beschrieben, wenn die Elektroden sehr nahe aneinander gebracht sind; eine interessante Modifikation eines solchen Experimentes, die von E. Wiedemann[3]) herrührt, ist in Fig. 159

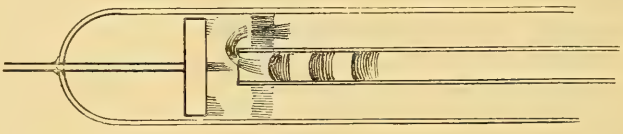


Fig. 159.

wiedergegeben; hierbei war die Anode in einer schmalen Glasröhre angebracht, die in den Kathodendunkelraum hineinreichte; man wird bemerken, daß das positive Licht nach Verlassen des Rohres umkehrt und sich mit dem negativen Licht verbindet.

1) Birkeland, C. R. 126, p. 586, 1898.
2) Almy, Proc. Camb. Phil. Soc. XI, p. 183, 1901.
3) E. Wiedemann, Wied. Ann. 63, p. 242, 1897.

262. E. Wiedemann und Ebert[1]) und Himstedt[2]) haben einige sehr interessante Experimente über die Entladung in Röhren, die von sehr schnell wechselnden Kräften beeinflußt sind und durch Entladung eines Kondensators erzeugt werden, angestellt; bei Wiedemanns und Eberts Experimenten waren die Elektroden mit den Polen eines Lecherschen Drahtsystemes verbunden, und elektrische Wellen wurden erzeugt, deren Schwingungsdauer nur etwa 10^{-8} Sekunden betrug. Bei Himstedts Experimenten wurden die wechselnden Kräfte mittels eines Tesla-Transformators erzeugt. Die Erscheinung,

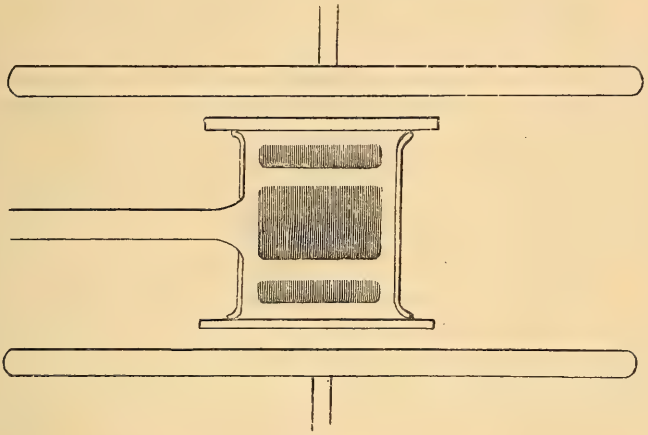


Fig. 160.

in einer solchen Röhre ist in Figur 160 wiedergegeben. Es ist ersichtlich, daß beide Elektroden nur die Phänomene, die bei einer Kathode auftreten, zeigen, so daß wir einen dunklen Raum, negatives Glimmlicht und den Faradayschen Dunkelraum, aber kein positives Licht, haben; letzteres ist durch das Leuchten im mittleren Teile der Röhre dargestellt; es verschwindet bei sehr niederem Drucke. Die Dicke des dunklen Raumes, zunächst der Kathode, nimmt ab, wenn die Geschwindigkeit der Oszillation zunimmt.

1) E. Wiedemann u. Ebert, Wied. Ann. 1, pp. 1. 221, 1893.
2) Himstedt, Wied. Ann. 52, p. 473, 1894.

Sechzehntes Kapitel.

Theorie der Entladung in Vakuumröhren.

Ionisation durch Stoß.

263. Wir werden nun in folgendem die Theorie der Funkenentladung, die auf S. 398 entwickelt wurde, dazu verwenden, einige der Erscheinungen, die beobachtet werden, wenn eine Entladung durch ein Vakuumrohr geht, das Gas von niederem Druck enthält, zu erklären. Wir haben die Funkenentladung als dadurch hervorgerufen angesehen, daß die Ionisation des Gases durch die Bewegung der Ionen erfolgte, indem die kleinen negativen Ionen — die Elektronen — wirksamere Ionisatoren als die positiven Ionen, die eine größere Masse haben, sind. Wenn jedoch die Ionisation in einem elektrischen Felde, das nicht einer äußeren ionisierenden Kraft, wie etwa Röntgenstrahlen, ausgesetzt ist, nur allein durch den Stoß der Elektronen auf die Moleküle des Gases stattfindet, so könnten wir keinen kontinuierlichen Strom im Gase haben. Denn angenommen, es wären zu Anfang ein paar Elektronen zwischen den Elektroden vorhanden, dann würde, wenn die negative Elektrode rechter Hand ist, das elektrische Feld die Elektronen nach links bewegen, und wenn es stark genug ist, würde Ionisation zwischen der positiven Elektrode und der Stelle auftreten, von der aus ursprünglich die Elektronen ausgingen. Die auf diese Weise durch Stoß der ursprünglichen Elektronen mit den Molekülen des Gases erzeugten neuen Elektronen würden ihrerseits wieder neue Ionen erzeugen, aber sie alle würden linksseitig von der Entstehungsstelle der erzeugenden Ionen gebildet, und es würde demnach ein allmähliches Auswandern von Elektronen zur positiven Elektrode hin stattfinden, während das Gas um die negative Elektrode mit der Zeit an Elektronen verarmen und zu leiten aufhören würde, und nach der Hypothese nur so lange ionisiert sein könnte, bis alle negativen Ionen zur positiven Elektrode getrieben wären.

Wir haben gesehen, daß in jedem Gas spontane Ionisation fortgesetzt stattfindet, und es läßt sich vermuten, daß dieser Prozeß eine Ergänzung negativer Ionen liefern würde, die sich schnell durch Zusammenstoß mit den Molekülen des Gases vermehren, und so eine

Quelle von Stromträgern bilden würden, die ausreichend wäre, um den Strom durch das Rohr fließen zu machen. Wenn dies der Fall wäre, so würde jedoch die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden sehr schnell mit dem Strome variieren; in der Tat jedoch ist diese Variation sehr langsam.

Ionisation durch das elektrische Feld.

Ferner würde der Strom bei einer gegebenen Potentialdifferenz vom Grade der spontanen Ionisation abhängen, also würde die Ionisation unabhängig vom elektrischen Felde sein; wir können jedoch letztere um das Hundertfache steigern, wenn wir das Gas im Entladungsrohre dem Einfluß von Röntgenstrahlen aussetzen, ohne irgend welchen merklichen Einfluß auf den Strom, der durch das Gas hindurchgeht, zu erzeugen. Um dem Entladungsphänomen gerecht zu werden, müssen wir Ionisation annehmen, die durch das Feld selbst, nahe der Kathode, erzeugt wird; wir wollen annehmen, daß diese Ionisation durch die positiven Ionen hervorgerufen wird, und wenn auch diese positiven Ionen viel mehr Energie als Elektronen erfordern, bevor sie als Ionisatoren wirken können, so ist dennoch das sehr intensive elektrische Feld, das dicht an der Kathode existiert, ausreichend, um ihnen die Energie, die sie brauchen, wenn sie unter seinem Einfluß bis zur Kathode gekommen sind, zu erteilen.

Die Ionisation durch die positiven Ionen.

Es sind verschiedene Wege, auf denen diese sich sehr schnell bewegenden, positiven Ionen neue Ionen erzeugen könnten; die beiden, die am natürlichsten sich ergeben würden, sind folgende: erstens die positiven Ionen können durch Zusammenstoß mit den Molekülen des Gases in der Nähe der Kathode diese ionisieren; zweitens die positiven Ionen, die auf die Oberfläche der Kathode treffen, könnten so viel Energie den Elektronen, die in der Schicht des Metalles in der Nähe der Oberfläche der Kathode enthalten sind, mitteilen, daß sie imstande sind, aus dem Metall zu entweichen, gerade wie sie auch imstande sind, aus einem Metall zu entweichen, wenn es in Glühzustand gebracht wird.

Das Resultat würde sehr weitgehend das gleiche sein, welche von beiden Anschauungen wir auch bevorzugen würden; denn die Stärke des elektrischen Feldes wächst so schnell in der Nähe der Oberfläche der Kathode, daß die kinetische Energie der positiven Ionen ganz nahe an der Oberfläche der Kathode außerordentlich viel größer sein wird, als sie es ist, wenn sie ein wenig weiter von der Kathode entfernt sind, so daß irgend eine Ionisation, die durch Stoß der positiven Ionen mit den Molekülen des Gases erzeugt wird, praktisch auf eine Schicht des Gases dicht an der Oberfläche der Kathode beschränkt wäre. Es ist möglich, daß das leuchtende Glimmlicht, welches sich über die Kathode ausbreitet, den Sitz dieser Ionisation andeutet. Ob wir demnach annehmen, daß die positiven Ionen nach Methode eins oder nach Methode zwei wirken, in jedem Fall haben wir nega-

tive Ionen, die aus unmittelbarer Nähe der Oberfläche der Kathode kommen; diese werden von der Kathode durch das elektrische Feld weggetrieben und erreichen bald solche Geschwindigkeiten, daß sie das Gas, durch welches sie wandern, ionisieren und einen Nachschub an positiven Ionen erzeugen, der durch das elektrische Feld zur Kathode gezogen wird, um dort eine neue Quelle negativer Ionen zu bilden.

So sind die positiven und die negativen Ionen in dem Raume an der Kathode nach dieser Ansicht gegenseitig voneinander abhängig; wenn der Nachschub einer von beiden verhindert wird, so wird der der anderen ebenfalls stocken. Dies wird sehr gut durch das Experiment in Fig. 110 (S. 406) illustriert, bei dem ein Hindernis in dem dunklen Raum angebracht ist und einen Schatten nach vorwärts und rückwärts wirft; das Hindernis hemmt den Nachschub positiver Ionen zu einem Teil der Kathode (dem Teil im Schatten); dieser Teil ist nicht länger imstande, negative Ionen auszusenden, in der Tat hört er auf, als Elektrode zu wirken.

Ursprung des dunklen Raumes.

264. Wir wollen nunmehr im einzelnen die Ionisation betrachten, die durch die negativen Ionen, die von der Kathode kommen, erzeugt wird. Die ersten Ionen, die von der Kathode oder nahe ihrer Oberfläche ausgehen, werden infolge des sehr intensiven elektrischen Feldes, welches an der Kathode vorhanden ist, eine sehr große Anfangsgeschwindigkeit haben, sie werden demnach Kathodenstrahlen von sehr durchdringender Art darstellen; solche Strahlen erzeugen auf einer gegebenen Bahn lange nicht so viel Ionisation als wie die, die sich mit einer geringeren Geschwindigkeit bewegen. Wir wollen nun ein Elektron betrachten, das durch den Stoß eines primären Elektrons mit einem Moleküle, das in einiger Entfernung von der Kathode sich befindet, erzeugt wird; ein solches sekundäres Elektron entsteht in einem Felde, das viel weniger intensiv als das ist, von dem die primären Elektronen ausgehen; deshalb werden die sekundären Elektronen auch nicht nahezu so große Geschwindigkeiten erreichen, wie die primären, sie werden einer viel leichter absorbierbaren Art von Kathodenstrahlen entsprechen, und werden demnach auf gegebener Länge viel mehr Ionen erzeugen. Weiter aber werden wiederum die von den sekundären Elektronen erzeugten Elektronen sowie die von den primären in größerer Entfernung von der Kathode erzeugten infolge ihrer geringeren Geschwindigkeit noch leichter absorbiert werden, also noch mehr Ionen pro Einheit der Bahnlänge erzeugen. Demnach wird die Ionisation in den stärkeren Teilen des Feldes in der Nähe der Kathode gering sein, sie wird aber außerordentlich

schnell zunehmen, wenn wir zu den schwächeren Teilen des Feldes kommen. Wenn also der Ionisationsvorgang ein Leuchten als Begleiterscheinung hätte, so würde dicht an der Kathode, dort wo das elektrische Feld stark ist, Dunkelheit herrschen, während die Leuchterscheinung weiter weg von der Kathode, wo die elektrische Kraft schwächer ist, schnell zunehmen würde; dieses Zunehmen würde so rapid erfolgen, daß der Kontrast und die Linie, welche lichte und dunkle Stellen trennt, scharf ausgeprägt sein würde.

Die Ionisation in der Nähe der Kathode.

265. Die Kargheit an negativen Ionen in dem starken Felde dicht an der Kathode und ihr rapides Zunehmen in den schwächeren Teilen des Feldes gegen das negative Glimmlicht hin, sind deutlich ersichtlich aus einigen Experimenten, die vom Verfasser[1]) angestellt wurden. Hierbei wurde ein Entladungsrohr, ähnlich dem in Fig. 161 dargestellten, verwendet; C ist eine schwimmende Kathode, die im Rohre gehoben oder gesenkt werden kann, A ist Anode und B ein Metallgefäß, das mit einem Fenster aus sehr dünner Aluminiumfolie bedeckt ist. Das Auftreffen der negativen Ionen auf dies Fenster ergab Strahlen, die die Folie durchdrangen und das Gas in dem geschlossenen Gefäß ionisierten. Dieses Gas leitete demnach die Elektrizität, und wenn die Kathode D geladen war und mit einem Elektrometer verbunden wurde, so entwich die Ladung von ihr und der Betrag des Entweichens zeigte die Ionisation des Gases an, indem dafür Sorge getragen war, die Elektrode bis zu hinreichender Höhe des Potentials aufzuladen, um Sättigungsstrom im Gase zu erzeugen. Die Strahlen sind sehr leicht absorbierbar, dies wird klar dadurch gezeigt, daß man den Druck des Gases in dem geschlossenen Gefäß B verringert und den Abfall bei verschiedenen Drucken beobachtet. Solange die Strahlen vollständig beim Durchgang des Gases im Gefäß absorbiert werden, wird die Zahl der Ionen im Gefäß und demnach der Sättigungsstrom unabhängig vom Druck des Gases sein; sobald jedoch der Druck so niedrig wird, daß die Strahlen durch das Gas hindurchgehen, ohne viel Absorption zu erleiden, wird der Sättigungs-

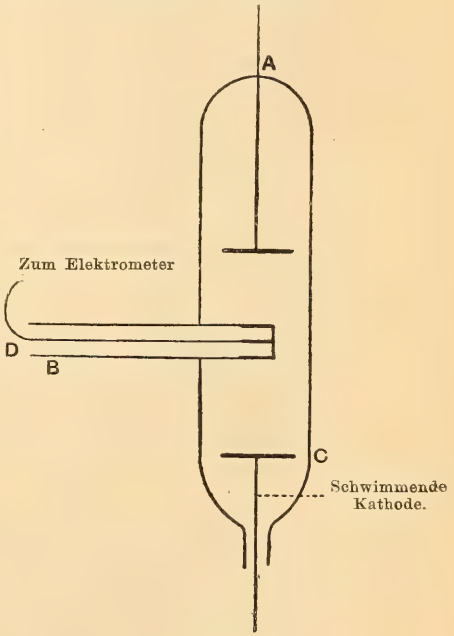


Fig. 161.

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. VI, 1, p. 361, 1901.

strom proportional dem Druck. Die folgende Tabelle, welche die Variation des Sättigungsstromes mit dem Druck wiedergibt, zeigt an, daß erst, wenn der Druck niedrig wird, der Sättigungsstrom vom Druck beeinflußt ist, hieraus schließen wir, daß die Strahlung, die durch das Auftreffen der negativen Ionen auf das Fenster erzeugt wird, nur durch wenige Millimeter Luft von Atmosphärendruck dringen kann.

Druck im Gefäß D (Dicke des Gefäßes 1 cm)	Sättigungsstrom
770 mm	87
270 „	90
100 „	64
45 „	37
10 „	11
5 „	3

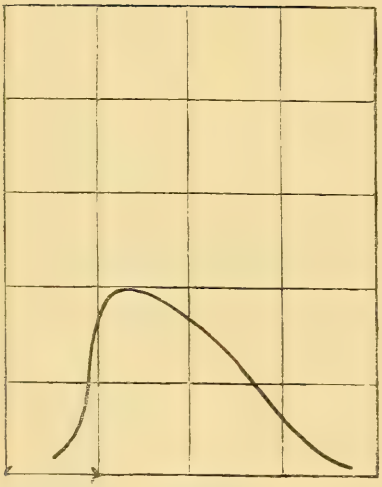


Fig. 162.

Die Intensität der Strahlen, die durch diese negativen Ionen erzeugt wird, hängt sehr weitgehend von der Entfernung des Fensters von der Kathode ab. Dies ist deutlich durch die folgende Tabelle gezeigt, deren Resultat durch die Kurve in Fig. 162 dargestellt ist, in der die Ordinaten die Größe der Ionisation im Gefäß und die Abszissen die Entfernung von der Kathode darstellen.

Druck im Entladungsgefäß 6 mm.

Breite des dunklen Raumes 6 mm.

Entfernung des Fensters von der Oberfläche der Kathode	Ionisation im Gefäß D (willkürliche Einheit)
3	21
4	54
5	105
6	195
8	150?
10	180
20	66
30	40
40	25

Es ist ersichtlich, daß der Einfluß der Strahlen auf den Raum jenseits des Fensters, in unmittelbarer Nähe der Kathode gering ist, sehr schnell wächst, wenn wir das negative Glimmlicht erreichen, dann zu einem Maximum im Glimmlicht ansteigt und dann schnell auf einen sehr geringen Wert abfällt; in der Tat ist der durch Anprallen der negativen Ionen auf das Fenster erzeugte Effekt in der Weise variabel, wie wir für den Ionisationsgrad, der durch den Zusammenstoß der Elektronen mit den Molekülen des Gases erzeugt wird, bereits beschrieben haben.

266. Die Tatsache, daß die Ionisation im Gefäß D mit dem Leuchten der Entladung wächst und abnimmt, könnte wohl zu der Vermutung führen, daß die Ionisation innerhalb D nicht den Strahlen zuzuschreiben wäre, die durch das Aufprallen negativer Elektronen auf das Fenster erzeugt sind, sondern dem Licht, das aus dem Gase kommt; daß es tatsächlich dem ersteren und nicht dem letzteren Grunde zuzuschreiben ist, wird das folgende Experiment dartun. Die Röhre wurde in ein magnetisches Feld gebracht, die magnetischen Kraftlinien waren parallel zum Fenster des Gefäßes D; das magnetische Feld konzentriert das Glimmlicht und steigert seine Leuchtkraft, so daß, wenn die Ionisation in dem Gefäße der Leuchtkraft und nicht dem Anprall zuzuschreiben wäre, sie durch das magnetische Feld vergrößert werden würde; andererseits ist, da die negativen Ionen sich parallel mit den magnetischen Kraftlinien und demnach parallel zum Fenster bewegen, der Anprall der Ionen gegen das Fenster unterbrochen, so daß, wenn hierin die Ursache der Ionisation im Inneren des Gefäßes liegt, sie sehr durch das Feld verringert werden müßte; stellt man das Experiment an, so findet man, daß das magnetische Feld die Ionisation fast vollständig unterbricht.

Negatives Glimmlicht und Ionenstoß.

267. Nach der Theorie, die wir diskutierten, ist das negative Glimmlicht der Ionisation zuzuschreiben, die durch den Stoß zwischen Molekülen des Gases und Elektronen erzeugt wird, wenn die Elektronen eine gewisse Entfernung von der Kathode erlangt haben; solche Elektronen sind sozusagen die Nachkommen von den Elektronen, welche dicht von der Kathode ausgingen, und sich mit sehr viel größerer Geschwindigkeit als die das Glimmlicht erzeugenden Elektronen bewegen, welche ja in einem viel schwächeren elektrischen Felde ihren Ausgang nehmen. Die Dicke des dunklen Raumes wird offenbar größer als die mittlere freie Weglänge eines Elektrons sein, denn die Größe des dunklen Raumes würde ihr angenähert gleich sein, wenn das negative Glimmlicht durch den Stoß von Elektronen aus der Kathode heraus erzeugt wäre; je größer die mittlere freie Weglänge, um so weiter wird das negative Glimmlicht von der

Kathode wegrücken, und wir sollten nach der vorigen Theorie einen linearen Zusammenhang zwischen Dicke des dunklen Raumes und mittlerer freier Weglänge haben.

Die Elektronen, die dicht von der Kathode ausgehen, werden nun viel weniger absorbiert und mögen deshalb manchmal wohl durch das negative Glimmlicht hindurchkommen, wie in dem Fall der Entladung, der von E. Wiedemann studiert und in Fig. 124, S. 451 dargestellt ist. Diese Elektronenschwärme sind solche Kathodenstrahlen, die wir in dem folgenden Kapitel diskutieren wollen.

Ionisation und Feldstärke.

268. Solange die Ionisation im Bereiche rings um die Kathode herum stattfindet, bewegen sich die positiven Ionen zur Kathode hin, während die negativen sich weg von ihr bewegen; dies erzeugt einen Überschuß positiver Elektrizität im Gase in der Nähe der Kathode. Infolge dieser freien positiven Ladung nimmt die elektrische Kraft ab, wenn wir uns von der Kathode entfernen. Wenn das elektrische Feld unter einen bestimmten Wert sinkt, kann es den Elektronen nicht länger hinreichende Energie zuführen, um sie als Ionisatoren wirken zu machen, so daß das Sinken der Feldstärke auf diesen Wert ein Aufhören der Ionisation zur Folge hat; korrekter wäre es, wenn wir sagten, daß die Ionisation, bald nachdem das Feld diesen Wert erreicht hat, aufhören wird, denn die Elektronen werden auf eine kurze Strecke hin die Energie, die sie in den stärkeren Teilen des Feldes erhalten haben, beibehalten und so fortfahren, auf kurze Entfernung auch in dem schwachen Felde noch als Ionisatoren zu wirken. Die Grenze des negativen Glimmlichtes zunächst der Kathode bezeichnet nach unserer Ansicht die Stelle, wo die Ionisation aufhört.

Theorie der Schichtung.

269. Wir wollen nun zusehen, was im Gase zwischen der Anode und dem negativen Glimmlicht g eintreten würde. Nehmen wir für einen Augenblick an, daß keine Ionisation zwischen g und der Anode stattfindet. Dann wird der Strom, der ja von Ionen getragen wird, die aus dem Ionisationsbereich zwischen g und der Kathode stammen, also aus einem Bereich, wo nur negative Ionen vorhanden sind, eine negative Ladung im Gase links von g hervorrufen; eine negative Ladung verursacht aber einen Anstieg der elektrischen Kraft von g aus zur Anode hin, und wenn die Anode weit genug entfernt ist, so kann das elektrische Feld solche Stärke erreichen, daß es wiederum imstande ist, den negativen Ionen hinreichende kinetische Energie zu erteilen, um sie zu Ionisatoren zu machen. Wo dies eintritt, wird das Gas wiederum leuchten, und wir haben in der Tat eine Wiederholung des Prozesses, der im negativen Glimmlicht vor sich geht. Die gesteigerte Ionisation im leuchtenden Teile der Entladung wird dort die Stärke des elektrischen Feldes so lange verringern, bis dieses

so schwach wird, daß keine weitere Ionisation eintritt, die Leuchtkraft wird wiederum nachlassen, und der Strom wird wieder, wie im Faradayschen Dunkelraum, durch Ionen, die anderswo erzeugt sind, getragen; dort wird dann ebenso wie im dunklen Raume ein Überschuß von negativen Ionen vorhanden sein, wodurch wiederum ein Anstieg des elektrischen Feldes verursacht wird. Dadurch aber tritt nochmals Ionisation, begleitet von Leuchterscheinung, auf und der Prozeß wiederholt sich gegen die Anode hin; so werden wir leuchtende und dunkle Teile, wie in der geschichteten positiven Säule, erhalten. Nach dieser Anschauung entsprechen die leuchtenden Teile der Schichtung dem negativen Glimmlicht, die dunklen Teile der Schichtung dem Faradayschen Dunkelraume, indem der Prozeß, der längs der positiven Säule stattfindet, eine Wiederholung von dem, der in der Nähe der Kathode sich abspielt, ist. Die Ähnlichkeit zwischen der geschichteten positiven Säule und den Erscheinungen an der Kathode wurde schon von verschiedenen Beobachtern bemerkt, vor allem von Spottiswoode und Moulton[1]), Goldstein[2]) und Lehmann[3]). Goldsteins Beschreibung ist sehr klar und durchsichtig; er sagt: „Jede einzelne Schicht des positiven Lichtes ist ein, dem früher sogenannten negativen oder Kathodenlichte entsprechendes Gebilde, und das geschichtete positive Licht besteht eigentlich aus einer Aufeinanderfolge von Komplexen negativen Lichtes.“[4]) Verschiedene Beobachter haben das Verhalten der positiven Säule als notwendig eine Diskontinuität in der Entladung einschließend betrachtet. So vergleichen Spottiswoode und Moulton wegen des Verhaltens der geschichteten Säule die Übertragung der Elektrizität längs der positiven Säule „mit einem Vorgange, der aus einer unabhängigen Entladung von einer Schicht zur nächsten besteht, und ein Bild des hier in Betracht kommenden Vorganges kann vielleicht am besten dadurch erhalten werden, daß wir uns eine Reihe Jungens vorstellen, die hintereinander über einen Bach gehen und so auf einzelne Steine springen, daß jeder Junge auf den Stein tritt, den gerade der Junge vor ihm verlassen hat.“ Nach der Anschauung, die wir hier angedeutet haben, ist nicht notwendig geschichtete Entladung mit Diskontinuitäten verbunden.

270. Wir sahen im Art. 35, daß, wenn die Geschwindigkeit der Ionen proportional mit der elektrischen Kraft ist, die Kurve, die den Zusammenhang zwischen elektrischer Kraft an einem Punkte und der Entfernung dieses Punktes von einer der Elektroden darstellt, konvex

Einfluß von Beschleunigungen auf den Potentialfall.

1) Spottiswoode u. Moulton, Phil. Trans., Part. I, p. 205, 1879.
2) Goldstein, Wied. Ann. XI, p. 831, 1880; XII, pp. 90. 249, 1881.
3) Lehmann, Die elektrischen Entladungen.
4) Goldstein, Berlin. Monatsber. Mai 4, 1876.

zur Achse ist, wenn die Ionisation im Gase größer als die Rekombination der Ionen ist, und im umgekehrten Falle konkav ist. Die Kurve, welche die Verteilung der elektrischen Kraft längs der geschichteten positiven Säule darstellt, ist jedoch (siehe Fig. 129) an den leuchtenden Teilen der Schichtung konkav, wo wir die Ionisation am größten vermutet haben, und konvex in den dunklen Teilen, wo die Ionisation am geringsten ist. In einem Falle jedoch, wie der der geschichteten Entladung, wo der Druck des Gases niedrig ist und die freie Weglänge der Elektronen deshalb beträchtlich wird, wird die Geschwindigkeit der Elektronen an einem Punkte nicht nur von der Größe der elektrischen Kraft an diesem Punkte, sondern auch von den Kräften, welche vor Erreichung dieses Punktes auf das Elektron wirkten, abhängig sein: demnach können die Annahmen, auf denen die Untersuchung des Art. 35 basiert sind, nicht auf alle Fälle angewandt werden.

271. *Fall, daß die Entladung nicht geschichtet und die positive Säule von gleichförmiger Intensität ist.* Die Elektronen rekombinieren sich fortgesetzt, so daß so lange, bis eine neue Ionisation auftritt, ihre Zahl fortgesetzt abnimmt: Wenn die Stärke der Ionisation an irgend einer Stelle gleich der der Rekombinationen der Elektronen ist, so wird die Zahl der Elektronen konstant sein. Wenn demnach die Ionisation am anodischen Ende des Faradayschen Dunkelraumes beginnt, so ist die Stärke des Feldes so beträchtlich, daß die Zahl der von ihm in der Zeiteinheit erzeugten Ionen genau gleich der Zahl ist, die sich in dieser Zeit rekombinieren; die Zahl der Ionen, die Stärke des Feldes, der Ionisationsgrad und demnach das Leuchten wird auf der ganzen Linie der Entladung konstant sein, und wir werden demnach den Fall einer gleichförmigen positiven Säule haben.

272. Wir wollen einen Punkt P dicht an der Anode A betrachten, der Strom bei P wird von negativen Elektronen, die entfernter von der Anode als P liegen, erzeugt werden, und von positiven Ionen, die entweder aus oder von der Anode kommen, oder von dem Gase zwischen P und A ausgehen. Daß ein beträchtlicher Nachschub positiver Ionen innerhalb einer kurzen Strecke von der Anode erzeugt wird, wird durch die Tatsache bewiesen, daß in der gleichförmigen positiven Säule die elektrische Kraft auf eine kürzere Strecke von der Anode aus konstant ist, und wenn dies der Fall ist, so sind gerade so viel positive wie negative Ionen pro Volumeneinheit des Gases vorhanden. Wenn demnach Ionen im Gase produziert werden, so muß die Ionisation im Gase nahe der Anode so intensiv sein, daß in einer außerordentlich dünnen Schicht des Gases hinreichend positive Ionen erzeugt werden, um den elektrostatischen Einfluß der negativen,

die sich zur Anode hin bewegen, zu neutralisieren. Wenn nun unter diesen Annahmen i der Strom ist, R_1, R_2 die Geschwindigkeiten der positiven und negativen Ionen, so ist die Zahl der positiven Ionen, die die Flächeneinheit der gleichförmigen positiven Säule in der Zeiteinheit durchqueren, gleich $R_1 i/(R_1 + R_2)e$, wo e die Ladung eines Ions ist. Angenommen, w sei die Arbeit, die erforderlich ist, um ein Molekül des Gases zu ionisieren, dann muß in der dünnen Schicht, die wir betrachten, ein Betrag an Arbeit gleich $wR_1 i/(R_1 + R_2)e$ vom elektrischen Felde in der Zeiteinheit geleistet werden; wenn aber V die Potentialdifferenz zwischen beiden Seiten der Schicht ist (eine Seite ist die Anode), so ist die elektrische Arbeit, die in der Zeiteinheit geleistet wird, gleich $VR_2 i/(R_1 + R_2)$, da ja die Menge negativer Elektrizität, die in diese Schicht in der Zeiteinheit eintritt, gleich $R_2 i/(R_1 + R_2)$ ist; wenn wir demnach annehmen, daß die ganze elektrische Arbeit zur Ionisation des Gases verbraucht wird, so haben wir

$$\frac{V \cdot R_2 \cdot i}{(R_1 + R_2)} = \frac{R_1 w \cdot i}{(R_1 + R_2)e}$$

oder

$$Ve = R_1/R_2 \cdot w;$$

dies ist eine untere Grenze für V, da es aus der Annahme erhalten ist, daß die ganze Arbeit auf die Ionisation des Gases verwandt wird: wir haben danach einen bestimmten Potentialfall an der Anode. Wenn wir uns für die andere Annahme entscheiden wollen, daß die positiven Ionen aus der Anode kommen, geradeso, wie wir gesehen haben, daß Ionen aus dem Metall oder aus dem Gase, das vom Metall absorbiert ist, herauskommen, wenn die Temperatur über schwache Rotglut steigt, so wird die vorhergehende Untersuchung noch anwendbar sein, wenn w die Energie bedeutet, die erforderlich ist, ein Ion aus dem Metall herauszutreiben, so daß auch in diesem Falle wiederum ein bestimmter Potentialfall an der Anode stattfindet.

273. Wir haben gesehen (siehe Art. 40), daß, wenn ein geladenes Teilchen, das sich durch ein Gas bewegt, gleichzeitig durch elektrische und magnetische Kräfte beeinflußt wird, es den Magnetkraftlinien folgen wird und nicht den Linien der elektrischen Kraft, vorausgesetzt, daß RH von beträchtlicher Größe ist; hier ist H die magnetische Kraft und R die Geschwindigkeit, die von einem Ion unter dem Einfluß der elektrischen Kraft Eins erworben wird. Eine andere Ausdrucksweise für das gleiche Resultat ist die, daß man sagt, daß ein geladenes Teilchen, das sich mit einer Geschwindigkeit v bewegt, den magnetischen Kraftlinien folgt, wenn der Radius des Kreises mv/eH, zu welchem die Bahn eines freien Teilchens, das sich rechtwinklig zu den magnetischen Kraftlinien bewegt, gekrümmt ist,

klein ist gegen die mittlere freie Weglänge des Teilchens. Das Resultat ist, in diese Form gebracht, einleuchtend, da ja (siehe S. 82) die freien Weglängen des Teilchens Spiralen rund um die magnetischen Kraftlinien darstellen; da aber die Radien dieser Spiralen klein sind im Vergleich mit der Länge der mittleren freien Weglänge, so wird die einzige Richtung, in der die Teilchen merklich vorschreiten, die der magnetischen Kraftlinien sein. Die negativen Teilchen werden mehr als die positiven bestrebt sein, den Magnetkraftlinien zu folgen, denn erstens ist die mittlere freie Weglänge der negativen Teile größer als die der positiven, und zweitens ist der Wert von m/e viel geringer für negative als für positive Teilchen. Wir müssen demnach erwarten, daß die negativen Teile den Magnetkraftlinien folgen, selbst dann, wenn die Bewegung der positiven nur wenig vom magnetischen Felde beeinflußt wird. Die Tendenz der negativen Teilchen, den Magnetkraftlinien zu folgen, ist deutlich durch das Verhalten des negativen Glimmlichtes in einem starken magnetischen Felde gezeigt, wenn, wie bei Plückers Anordnung, die Banden des Glimmlichtes mit einer Magnetkraftlinie koinzidieren.

274. Da die negativen Teilchen weit mehr als die positiven durch das magnetische Feld beeinflußt werden, so wird, wenn der Stromanteil, der von den negativen Ionen getragen wird, an verschiedenen Stellen der Strombahn variiert, der Strom durch das magnetische Feld an einigen Stellen mehr als an anderen beeinflußt. Das ist in der Tat genau das, was im Fall der geschichteten Entladung eintritt, denn wenn A und B die leuchtenden Teile zweier aufeinanderfolgender Schichten sind, so werden, da nach der Hypothese Ionisation in A stattfindet, viel mehr negative Teilchen von der Anodenseite aus A verlassen, als nach A von der Kathodenseite aus gelangen; es wird demnach der Anteil des Stromes, der durch negative Ionen getragen wird, viel größer auf der Anodenseite des leuchtenden Teiles als auf der Kathodenseite sein; der Anteil des Stromes an der Anodenseite eines leuchtenden Teiles wird demnach viel mehr vom magnetischen Felde beeinflußt als an der Kathodenseite: der allgemeine Effekt hiervon wird wesentlich der gleiche wie in dem Falle sein, daß der Strom diskontinuierlich ist, und dies entspricht, wie wir gesehen haben, dem Verhalten der geschichteten Säule im magnetischen Felde.

Erklärung der Erscheinungen bei Verengungen.

275. Goldstein (siehe S. 483) zeigte, daß an der Anodenseite einer Verengung negatives Licht auftritt; das ist auch, was wir nach der vorhergehenden Theorie erwarten sollten, denn die elektrische Kraft in der Verengung wird größer als in den weiteren Teilen des Rohres sein: es sind verschiedene Wege der Überlegung möglich,

durch die wir zeigen können, daß dies der Fall sein muß; zunächst ist die Stromdichte in der Verengung größer als im übrigen Teile der Röhre; wenn demnach in dem verengten Teile dieselbe Zahl von Ionen pro Kubikzentimeter als anderswo vorhanden ist, so muß die Geschwindigkeit der Ionen größer sein; damit dies der Fall ist, muß die elektrische Kraft auch größer sein: oder, wenn die Dichte der Ionen größer in der Verdichtung als in den weiteren Teilen des Rohres ist, so muß, da ja die Ionen vom elektrischen Felde erzeugt werden, die größere Zahl der Ionen die Existenz eines stärkeren elektrischen Feldes voraussetzen. Da also die Kraft in der Verengung größer als in dem übrigen Teile der Röhre ist, so werden die Elektronen, die aus der Verengung an der Anodenseite austreten, in der Verengung eine größere kinetische Energie erlangt haben und demnach, wie die Elektronen im negativen Glimmlicht, starke Ionisation mit begleitender Leuchterscheinung hervorrufen.

Potentialfall und Röhrendimensionen.

276. Wir wollen nun den Fall einer kontinuierlichen positiven Säule betrachten; in diesem Falle ist die Schlußweise des Art. 193 anzuwenden, wo gezeigt ist, daß, wenn λ die mittlere freie Weglänge eines Elektrons und X die elektrische Kraft ist, daß dann $X\lambda$ konstant ist; in einem unbegrenzten Gase ist λ umgekehrt proportional mit dem Druck; demnach sollten wir in diesem Falle X proportional mit dem Druck erhalten. Im Falle eines Gases, das in einem Rohr enthalten ist, wird die mittlere freie Weglänge durch die Begrenzung, die ihr das Rohr auferlegt, verringert; diese Verringerung wird speziell ausgeprägt sein, wenn der Druck des Gases niedrig und die Röhre eng ist. Wenn λ' die mittlere freie Weglänge des Elektrons im Rohre ist und λ die mittlere freie Weglänge in einem unbegrenzten Gase bei demselben Druck, so ist, da ja λ' kleiner als λ ist, X, die elektrische Kraft, im Rohre größer als die im freien Gase. Dies stimmt mit der Erfahrung überein, da wir den Potentialfall in kleinen Röhren größer als in großen finden. Ohne daß wir den Ausdruck für die mittlere freie Weglänge nach einer strengeren Methode berechnen, können wir leicht im allgemeinen zusehen, wie die Röhre den Potentialfall beeinflussen wird. Denn wenn d der Durchmesser des Rohres ist, so wird, wenn d groß ist im Vergleich mit λ, λ' sehr nahezu gleich λ, wenn dagegen d klein ist im Vergleich mit λ, so wird λ' mit d vergleichbar; dieser Bedingung wird genügt, wenn

$$\frac{1}{\lambda'} = \frac{a}{d} + \frac{1}{\lambda},$$

wo a eine Konstante ist. Da nun $X\lambda'$ konstant ist, so haben wir X proportional mit $1/\lambda'$, oder da $1/\lambda$ proportional mit dem Drucke p ist, so haben wir $X = A + Bp$, wo A und B Konstanten sind.

Einfluß der Entladungsstrahlen.

277. Wir haben bisher angenommen, daß die Ionisation im Entladungsrohre vollständig dem Stoß der Ionen auf die Moleküle des Gases zuzuschreiben wäre: es ist jedoch noch eine andere Quelle der Ionisation vorhanden. E. Wiedemann[1]) machte die Entdeckung, daß ein elektrischer Funken ein Etwas aussendet, das geradlinig sich fortpflanzt, durch alle festen und flüssigen Körper aufgehalten wird, und die Fähigkeit besitzt, Thermoluminiszenz (siehe S. 513) auf geeigneten Körpern zu erzeugen; er nannte diese Strahlen, die vom Funken ausgehen, „Entladungsstrahlen". Hoffmann[2]), der in der Folge diese Frage untersuchte, zeigte, daß Entladungsstrahlen durch die Entladung durch Vakuumröhren geradeso, wie durch Funken, emittiert werden, und daß diese Strahlen nicht von einem Magneten abgelenkt werden; er fand, daß die Strahlen durch Kohlensäure vielmehr als durch Sauerstoff absorbiert werden. Der Verfasser[3]) zeigte, daß die Entladungsstrahlen die Fähigkeit besitzen, ein Gas, durch das sie hindurchtreten, zu ionisieren, so daß ein Teil, wenn auch oft nur ein kleiner Teil, der Ionisation im Rohre diesen Strahlen zuzuschreiben ist. Diese Strahlen gehen von den leuchtenden Teilen der Entladung aus, z. B. von der leuchtenden positiven Säule und speziell von den leuchtenden Teilen der Entladung zunächst der Kathode; sie gehen jedoch nicht vom Faradayschen Dunkelraume aus. Da diese Strahlen eine Ionisation des Gases bewirken, so kann die ganze Ionisation nicht durch Stoß erfolgen, so daß die Stärke des Feldes, die erforderlich ist, eine Entladung zu erzeugen, etwas geringer als die aus der Annahme des Stoßes berechnete sein wird; die Differenz wird mit der Stärke des Stromes wachsen, so daß die Entladungsstrahlen dahin wirken würden, daß die Potentialgradienten im Rohre mit wachsender Stärke des Stromes im Rohre abnehmen.

Natur der Entladungsstrahlen.

278. Wir werden sehen, daß, wenn die Bewegung eines geladenen Ions beschleunigt wird, das Ion eine Strahlung analog der Röntgenstrahlung aussendet; die pro Zeiteinheit emittierte Energie ist hier $e^2f^2/3V$, wo e die Ladung des Ions, f seine Beschleunigung und V die Geschwindigkeit des Lichtes ist. Da die Ionen, die den Strom tragen, fortgesetzt durch die elektrische Kraft beschleunigt werden, und da außerdem häufig ihre Geschwindigkeit durch Stöße mit den Molekülen des Gases plötzlich geändert wird, so wird während der Zeit, wo ihre Beschleunigung sehr groß ist, von ihnen eine Strahlung ausgehen, die sehr intensiv an den Stellen sein wird, wo die elektrische Kraft am größten ist; diese Strahlen sind, wie ich denke, Wiedemanns Entladungsstrahlen.

1) E. Wiedemann, Zeitschr. f. Elektrochemie, p. 159, 1895.
2) Hoffmann, Wied. Ann. 60, p. 269, 1877.
3) J. J. Thomson, Proc. Camb. Phil. Soc. 10, p. 74, 1899.

Siebzehntes Kapitel.

Kathodenstrahlen.

279. So viel Beobachtungen sind über diese Strahlen angestellt worden, und so wichtige Schlüsse sind aus ihnen gezogen worden, daß es am Platze ist, ein besonderes Kapitel ihrer Betrachtung zu widmen. Historisches

Die Kathodenstrahlen wurden von Plücker[1]) im Jahre 1859 entdeckt; er beobachtete in einer weit ausgepumpten Röhre in der Nachbarschaft der Kathode eine glänzende Phosphoreszenz des Glases von grüngelber Farbe. Er fand, daß diese Phosphoreszenz ihre Lage änderte, wenn ein Magnet in ihre Nähe gebracht wurde, daß aber ihre Ablenkung nicht von der gleichen Natur war, wie die der übrigen Entladung, die er, wie bereits erwähnt wurde, sorgfältig studiert hatte. Plücker schrieb die Phosphoreszenz Strömen der Elektrizität zu, die von der Kathode zu den Wänden der Röhre gingen und dann aus irgend einem Grunde ihren Weg wieder zurücklegten.

Diese Untersuchungen wurden zunächst von Plückers Schüler Hittorf[1]) aufgenommen, dem wir die Entdeckung verdanken, daß ein fester Körper, der zwischen eine zugespitzte Kathode und die Wände der Röhre gebracht wird, einen scharfen Schatten wirft, und daß die Umrisse des Schattens nur von denen des Körpers abhängen und nicht davon, ob der letztere durchsichtig oder undurchsichtig, ob er ein Isolator oder ein Leiter ist. Diese Beobachtung wurde bestätigt und erweitert von Goldstein[3]), welcher fand, daß ein deutlicher, wenn auch nicht sehr scharf begrenzter Schatten durch einen kleinen Körper in der Nähe der Kathode, deren Querschnitt viel größer als der des Körpers war, geworfen wurde: dies war eine sehr wichtige Beobachtung, denn sie zeigte, daß die Strahlen, die die Phosphoreszenz erzeugen, in einer bestimmten Richtung von der Kathode ausgingen. Würde man die Kathode durch eine leuchtende Scheibe von gleichem Durchmesser ersetzen, so würde kein Schatten

1) Plücker, Pogg. Ann. 107, p. 77, 1859; 116, p. 45, 1862.
2) Hittorf, Pogg. Ann. 136, p. 8, 1869.
3) Goldstein, Berl. Monatsber. p. 284, 1876.

von einem kleinen Objekt, das nahe an dieselbe herangebracht wurde, geworfen werden, denn wenn auch das Objekt die Strahlen abfängt, die normal von der Scheibe ausgehen, so würde sie dennoch genug Licht von seitwärts her, von anderen Teilen der Scheibe aussenden, um zu verhindern, daß ein scharf umrissener Schatten auftritt. Goldstein, der die Bezeichnung Kathodenstrahlen für diese Strahlen einführte, hielt sie für Ätherwellen, eine Ansicht, die in Deutschland in der Folge manchen Stützpunkt erhielt. Demgegenüber stand eine sehr verschiedene Anschauung über den Ursprung der Strahlen, die von Varley[1]) herangezogen und später von Crookes[2]) vertreten wurde, welch letzterer viele gewichtige Argumente für die Anschauung erbrachte, daß Kathodenstrahlen elektrisierte Teilchen seien, die von der Kathode im rechten Winkel zu ihrer Oberfläche mit großer Geschwindigkeit fortgeschleudert würden, indem die Phosphoreszenz und die Wärme durch Anprall an die Wände des Rohres stattfände und die eine Ablenkung durch ein magnetisches Feld infolge der Ladung, die sie tragen, erleiden. Die Teilchen waren in dieser Theorie von den Dimensionen gewöhnlicher Moleküle angenommen; die Entdeckung von Hertz[3]), daß die Kathodenstrahlen dünne Goldblättchen oder Aluminiumfolie durchdringen können, war schwierig in Einklang mit dieser Anschauung über die Natur der Kathodenstrahlen zu bringen; immerhin war es möglich, daß ein Metall, das einem Strom negativ elektrisierter Teilchen ausgesetzt wurde, selbst als Kathode wirkte, und Phosphoreszenz auf dem Glase hinter sich erzeugte. Die Messungen, die in Kapitel V beschrieben wurden über die Masse der Teilchen, die die Ladung tragen, zeigen, daß wenn auch die Kathodenstrahlen aus negativ elektrisierten Teilchen bestehen, die Teilchen auch nicht von den Dimensionen der kleinsten Moleküle sind, da sie eine Masse von nur etwa ein Tausendstel von der eines Wasserstoffmoleküles haben. Wir werden jetzt fortfahren, die Eigentümlichkeiten der Kathodenstrahlen im einzelnen zu beschreiben, indem wir mit der Erscheinung beginnen, die zu ihrer Entdeckung führte, also mit der Phosphoreszenz, die sie bei dem Auffallen auf feste Körper erzeugen.

Die Phosphoreszenzerreger.

280. Die Farbe des Phosphoreszenzlichtes, das die Kathodenstrahlen erzeugen, wenn sie auf Glas fallen, hängt von der Natur des Glases ab; bei Natriumglas ist ihr Licht gelblichgrün, bei Bleiglas ist es blau. Eine sehr große Anzahl von Körpern wird unter Einwirkung dieser Strahlen phosphoreszierend; in der Tat ergibt diese Phosphoreszenz manchmal ein bequemes Mittel, die Strahlen aufzufinden: da die Phosphoreszenz sehr leicht auf Kaliumplatinzyanid er-

1) Varley, Proc. Roy. Soc. XIX, p. 236, 1871.
2) Crookes, Phil. Trans., Pt. 1, 1879, p. 135; Pt. 2, 1879, p. 641.
3) Hertz, Wied. Ann. 14, p. 28, 1892.

regbar ist, so wird ein Schirm aus dieser Substanz oft dazu benutzt, die Strahlen aufzusuchen. Das Spektrum des Lichtes, das von den Körpern ausgeht, die unter dem Bombardement dieser Strahlen phosphoreszieren, ist im allgemeinen ein kontinuierliches. Sir William Crookes[1]) zeigte, daß, wenn die Kathodenstrahlen auf einige seltene Erden, wie etwa Yttrium, fallen, die Substanz ein Spektrum mit glänzenden Banden abgibt; er fand mit Hilfe dieser Beobachtung eine spektroskopische Methode, die von der größten Wichtigkeit für das Studium der seltenen Erden ist.[2]) Diese Erden sind leuchtend, wenn sie auf hohe Temperaturen, wie in Auerbrennern, gebracht werden; es ist jedoch ein beträchtlicher Unterschied zwischen dem Leuchten, das auf diese Weise und dem, das durch Kathodenstrahlen erzeugt wird; so vergrößert beim Auerschen Brenner das Hinzufügen von 1% Cerium zum Thorium die Leuchtkraft um das Elffache im Vergleich mit dem Leuchten reinen Thoriums, während Campbell Swinton[3]) zeigte, daß es keine merkliche Änderung in der Leuchtkraft unter Einwirkung der Kathodenstrahlen bewirkt; ferner leuchtet in der reinen Flamme Cerium geradeso stark wie reines Thorium, während unter Einwirkung der Kathodenstrahlen reines Thorium glänzendes Licht abgibt und reines Cerium praktisch überhaupt kein Licht.

281. Das Auftreffen der Kathodenstrahlen erzeugt in einigen Fällen sehr bestimmte chemische Veränderungen; so zeigte Goldstein[4]), daß die Haloidsalze der Alkalimetalle ihre Farbe verändern, wenn sie den Strahlen ausgesetzt werden; Kristalle aus Steinsalz färben sich z. B. unter den Strahlen wundervoll violett; diese Färbung ist nicht beständig, obwohl unter bestimmten Umständen die Abschwächung sehr gering ist: so haben z. B. im Cavendish-Laboratorium einige dieser Kristalle, die in einem Probierrohr eingekorkt, aber nicht im Dunkeln gehalten werden, sehr starke Färbung über fünf Jahre behalten; ein Aussetzen an Feuchtigkeit verursacht ein schnelleres Abklingen der Farbe. Lithiumchlorid ist speziell leicht zu färben; wenn ein Kathodenstrahl über das Salz mit einem Magnet herüberbewegt wird, so wird die Bahn des Strahles ihre Spur als gefärbtes Band auf der Oberfläche des Salzes zurücklassen. Ähnliche Veränderungen in der Farbe können durch chemische Mittel erzeugt werden; so z. B. färbt sich Natriumchlorid, das bei Gegenwart von Natriumdampf erhitzt wird, sehr weitgehend in gleicher Weise, als wenn es Kathodenstrahlen ausgesetzt wäre; das gefärbte Salz wird auch an der Kathode

Chemische Veränderungen durch Kathodenstrahlen.

Gefärbte Salze.

1) Crookes, Phil. Trans., Pt. II 1879, p. 661.
2) Ibid. Pt. III, 1883; Pt. II, 1885.
3) Campbell Swinton, Proc. Roy. Soc. 65, p. 115, 1900.
4) Goldstein, Wied. Ann. 54, p. 371, 1898.

bei der Elektrolyse der Haloidsalze gebildet. Bisweilen findet es sich auch in der Natur ohne künstliches Nachhelfen. Nach E. Wiedemann und Schmidt[1]) ist die Färbung der Bildung eines Subchlorides zuzuschreiben. Elster und Geitel[2]) entdeckten, daß diese gefärbten Salze sehr photoelektrisch sind, indem sie negative Elektrizität entladen, wenn sie dem Lichte ausgesetzt werden; sie verhalten sich in der Tat, als wenn sie Spuren freien Metalles enthielten. Auch das Glas einer Vakuumröhre nimmt nach längerem Gebrauch eine violette Färbung an.

Phosphoreszenzermüdung.

282. Die Fähigkeit des Glases zu phosphoreszieren nimmt bei langer Exposition gegenüber Kathodenstrahlen ab: dies wird sehr prächtig durch ein Experiment von Crookes[3]) gezeigt; der Schatten eines Glimmerkreuzes wird auf die Wände eines Entladungsrohres geworfen; nachdem die Entladung einige Zeit hindurchgegangen ist, wird das Kreuz umgeklappt oder eine Kathode von einer anderen Form in einem anderen Teile des Rohres benutzt; der Phosphoreszenzfleck des Kreuzes kann dann noch am Glase wahrgenommen werden, aber es erscheint jetzt glänzender als das übrige Glas anstatt dunkler wie vorher. Die Teile außerhalb des Originalumrisses wurden durch das anhaltende Bombardement ermüdet, und so ging im zweiten Teile des Experimentes ihre glänzende Phosphoreszenz zurück, so daß sie weniger als die Teile innerhalb des Originalschattens, die nunmehr zum ersten Male bombardiert werden, leuchten. Crookes fand, daß die Veränderung der Phosphoreszenz des Glases selbst dann noch bestand, wenn das Glas geschmolzen und nachher wieder abgekühlt wurde.

Reduzierende Wirkung.

283. Villard[4]) fand, daß Kathodenstrahlen eine reduzierende Wirkung ausüben, wenn sie z. B. auf eine oxidierte Kupferplatte treffen, so wird der Teil, der den Strahlen ausgesetzt wird, blank. Bei Betrachtung der chemischen Einflüsse der Strahlen dürfen wir nicht vergessen, daß das Auftreffen der Strahlen oft von einer großen Erhöhung in der Temperatur begleitet ist, und daß einige chemische Veränderungen sekundäre Einflüsse sind, die der Wärme, die von den Strahlen erzeugt wird, zuzuschreiben sind. Platin bedeckt sich nach längerer Exposition an Kathodenstrahlen mit Platinschwarz.

„Thermolumineszenz".

284. In einigen Fällen ist das Verhalten einiger Körper selbst dann, wenn keine sichtbare Färbung auftritt, nach der Exposition an

1) E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, Wied. Ann. 54, p. 262, 1895; 64, p. 78, 1898.
2) Elster u. Geitel, Wied. Ann. 59, p. 487, 1896.
3) Crookes, Phil. Trans., Pt. II, p. 645, 1879.
4) Villard, Journal de Physique, III. Serie, t. VIII, p. 140, 1899.

Kathodenstrahlen verändert. Eine sehr auffallende Erscheinung ist der Fall, der von E. Wiedemann[1]) als „Thermolumineszenz" bezeichnet wird. Einige Körper erlangen nach der Exposition gegenüber den Kathodenstrahlen für einige Zeit die Fähigkeit des Leuchtens, wenn ihre Temperatur auf einen Punkt, der weit unter dem liegt, bei dem sie im Normalzustand leuchten würden, gebracht hat; sie behalten diese Eigenschaft für Wochen und selbst für Monate nach der Exposition an diesen Strahlen. Die Substanzen, in denen diese Eigenschaft sehr weitgehend ausgebildet ist, gehören zu der Klasse, der von van 't Hoff[2]) als feste Lösungen bezeichneten Körper; diese bilden sich durch gleichzeitiges Fällen zweier Salze aus einer Lösung, in der das eine beträchtlich im Überschuß vorhanden ist. Der Einfluß einer geringen Spur einer zweiten Substanz auf die durch Einwirkung der Strahlen erzeugte Phosphoreszenz, ferner das Nachleuchten, das eine Zeitlang, nachdem die Strahlen aufgehört haben zu wirken, andauert, und die Thermolumineszenz ergeben sich aus der folgenden Tabelle, die E. Wiedemann und Schmidt[3]) entnommen ist. Unter dem Symbol $CaSO_4 + xMnSO_4$ ist eine feste Lösung verstanden, die eine Spur $MnSO_4$ in $CaSO_4$ enthält.

Substanz	Kathoden-Phosphoreszenz	Nachleuchten	Thermo-lumineszenz
$CaSO_4$	schwach gelb, rot	gar nicht	gar nicht
$CaSO_4 + xMnSO_4$	intensiv grün	stark grün	intensiv grün
$SrSO_4$	gar nicht	—	—
$SrSO_4 + xMnSO_4$	leuchtend rot	durchdringend	durchdringend
$BaSO_4$	schwach dunkelviolett	—	—
$BaSO_4 + xMnSO_4$	dunkelblau	schwach	sehr schwach
$MgSO_4$	rot	durchdringend	schwach
$MgSO_4 + 1\,\%\ MnSO_4$	intensiv dunkelrot	deutlich	intensiv rot
$ZnSO_4$	leuchtend, weiß	deutlich	weiß
$ZnSO_4 + 1\,\%\ MnSO_4$	intensiv rot	sehr deutlich	sehr stark rot
Na_2SO_4	bläulich	schwach	leuchtend
$Na_2SO_4 + 0{,}5\,\%\ MnSO_4$	intensiv bräunlichgelb	stark	leuchtend gelb
$CdSO_4$	gelb	deutlich	leuchtend gelb
$CdSO_4 + 1\,\%\ MnSO_4$	intensiv gelb	sehr deutlich	intensiv gelb
$CaFl_2$	schwach bläulich	sehr schwach	schwach
$CaFl_2 + xMnFl_2$	intensiv grün	deutlich	intensiv grün

Die „Entladungsstrahlen" (siehe S. 508) rufen ebenfalls Thermolumineszenz hervor und, wie E. Wiedemann fand, zeigen auch einige der vorhergehenden Substanzen Thermolumineszenz, wenn Funken dicht bei ihnen erzeugt werden.

285. Wir wollen das bei diesen festen Körpern beobachtete Nachleuchten mit dem vergleichen, das beobachtet wird, wenn die elek-

1) E. Wiedemann und G. C. Schmidt, Wied. Ann. 54, p. 604, 1895.
2) van 't Hoff, Zeitschr. f. Physik. Chemie V, p. 322, 1890.
3) Wiedemann u. Schmidt, Wied. Ann. 56, p. 206, 1895.

trische Entladung durch gewisse Gase geht, die während einer beträchtlichen Zeit, nachdem die Entladung durch sie hindurchgegangen ist, leuchtend bleiben. Es ist nicht notwendig, daß die Entladung aus Kathodenstrahlen besteht; bei den meisten Entladungsarten wird dieses Nachleuchten dann auftreten, wenn der Druck im Gase geeignet ist; es ist besonders deutlich bei der elektrodenlosen Entladung und speziell gut in Sauerstoff und Cyan ausgebildet, beides Gase, die sich sehr leicht polymerisieren. Ich glaube, daß triftige Gründe für die Annahme existieren, daß das Nachleuchten in engem Zusammenhang mit der Fähigkeit einiger Gase, sich zu polymerisieren und komplexe Moleküle zu bilden, steht, und daß die allmähliche Rückkehr des Gases aus dem polymerisierten in den normalen Zustand von einer Lichtemission begleitet ist.

Einfluß von Beimengungen.

286. Wie die Thermolumineszenz fester Körper, so wird das Nachleuchten in Gasen, wie es scheint, durch die Anwesenheit geringer Mengen von Verunreinigungen verstärkt; so ist es stärker in Sauerstoff mit einer Spur Stickstoff als in reinem Sauerstoff. Newall[1]) entdeckte einen sehr bemerkenswerten Einfluß, der mit dem Nachleuchten in Sauerstoff im Zusammenhang steht; er fand, daß bei elektrodenloser Entladung das Nachleuchten sich nur dann entwickelt, wenn der Druck zwischen den Grenzen 0,6 mm und 0,1 mm liegt. Wenn die Entladung durch das Gas geschickt wird, das einen Druck, der nicht zwischen diesen Grenzen liegt, hat, so tritt kein Leuchten auf, wenn aber, nach Aufhören der Entladung, der Druck geändert wird, so daß er in diese Grenzen kommt, so beginnt mit einem Male das Gas zu leuchten, was vermuten läßt, daß der polymerisierte Zustand stabil ist, also nicht in die normale Form zurückgeht, außer in den Grenzen 0,6 mm und 0,1 mm. Es mag erwähnt werden, daß dies der Bereich des Druckes ist, in dem einige Beobachter, wenn auch nicht alle, größere Abweichungen vom Boyleschen Gesetz gefunden haben.

Im Falle der Phosphoreszenz fester Körper und Flüssigkeiten können wir die Phosphoreszenz als folgendermaßen entstehend ansehen. Die Kathoden- oder Entladungsstrahlen werden die Substanz ionisieren, und werden die Bildung von komplexen Substanzen verursachen, die beim Zerfall in ihre Originalbestandteile phosphoreszieren; einige dieser komplexen Moleküle sind unstabil bei Zimmertemperatur und fangen plötzlich an, sich zu zersetzen, wodurch sie die Nachphosphoreszenz des Glases zum Entstehen bringen; andere sind stabil bei gewöhnlichen Temperaturen, aber unstabil und zerfallend bei hohen Temperaturen; diese erzeugen Thermolumineszenz.

1) Newall, Proc. Camb. Phil. Soc. 9, p. 295, 1897.

287. McClennan[1]) zeigte, daß einige Salze, speziell die Sulfate von Kalium, Barium, Strontium und Kalzium, nach der Exposition an Kathodenstrahlen oder an den Strahlen von Funken die Fähigkeit besitzen, positiv elektrisierte Körper, die in ihre Nähe gebracht sind, in Gasen von niederem Druck zu entladen, indem sie sich in der Tat so verhalten, als wenn sie photoelektrische Körper wären, die dem Einfluß von ultraviolettem Licht ausgesetzt sind, also daß sie sich langsam bewegende negative Elektronen aussenden. McClennan stellte Experimente an, um zu zeigen, daß keine Emission von ultraviolettem Licht von den erhitzten Salzen stattfindet. Es scheint kein Zusammenhang zwischen der Fähigkeit der Salze, den von McClennan entdeckten Effekt zu erzeugen, und ihrer Fähigkeit, Thermolumineszenz zu erregen, vorhanden zu sein: denn McClennan fand, daß einige Salze, die beträchtlich leuchten, wenn sie erhitzt wurden, diesen Effekt nicht zeigten, während er bei anderen Salzen die kaum deutliche Thermolumineszenz zeigen, vorhanden war. Temporäre Radioaktivität.

288. Die Kathodenstrahlen erwärmen die Körper, auf die sie fallen, und wenn die Strahlen durch einen Hohlzylinder oder einen Hohlkugelspiegel, der als Kathode dient, konzentriert werden, so kann Platin zur Glut gebracht werden, dünnes Glas zum schmelzen, und die Oberfläche eines Diamanten zum verkohlen. Wärmewirkungen der Kathodenstrahlen.

Messungen der Erwärmung durch die Strahlen wurden von E. Wiedemann und Ebert[2]), E. Wiedemann[3]) und Ewers[4]) angestellt. Eine einfache Rechnung wird einen Begriff von der Energie ergeben, die von den Strahlen mitgeführt wird. Wenn n die Zahl der Elektronen ist, die den Körper in der Zeiteinheit trifft, m die Masse eines Elektrons und v seine Geschwindigkeit ist, dann ist E, die von den Elektronen beim Auftreffen auf den Körper pro der Zeiteinheit mitgeführte Energie, gleich $\frac{1}{2}nmv^2$; wenn alle Elektronen, die von der Kathode kommen, von dem Körper abgefangen werden, und wenn e die Ladung eines Elektrons ist, so ist $ne = I$, der Strom, der von den Elektronen getragen wird; es ist demnach $E = \frac{1}{2} I \frac{m}{e} v^2$; nun ist 10^{-5} Ampère kein außergewöhnlicher Wert für I und es ist

$$v = 5 \cdot 10^9 \text{ cm/sek.},$$

so erhalten wir, da $m/e = 10^{-7}$ ist, $E = 12{,}5 \cdot 10^5$; es ist demnach die Energie der pro Minute den Körper treffenden Elektronen nahezu gleich zwei Kalorien.

1) McClennan, Phil. Mag. VI, 3, p. 195, 1902.

2) E. Wiedemann und Ebert, Sitzungsber. d. Phys.-med. Soc. Erlangen, Dezember 1891.

3) E. Wiedemann, Wied. Ann. 66, p. 61, 1898.

4) Ewers, Wied. Ann. 69, p. 167, 1899.

Mitgeführte Energie der Kathodenstrahlen.

289. Der Anprall der Elektronen verursacht noch weitere Erscheinungen als die Erwärmung, er macht den Körper phosphoreszierend, er erzeugt Röntgenstrahlen und veranlaßt den Körper Kathodenstrahlen auszusenden. Einige interessante Aufklärungen werden durch Messung der Wärme, die von den Kathodenstrahlen erzeugt wird, erhalten, wenn man gleichzeitig die Ladung mißt, die dem Körper von den Strahlen erteilt wird; solche Messungen wurden vom Autor[1]) und später in größerer Ausführlichkeit von Cady[2]) ausgeführt. Cadys Methode bestand darin, 1. die in einem Bolometerstreifen, auf den die Strahlen treffen, erzeugte Wärme zu messen und 2. die negative Ladung, die das Bolometer pro Sekunde erhielt, festzustellen; die letztere, das ist wichtig zu bemerken, muß nicht notwendig die gleiche sein wie die Ladung, die von den Elektronen, die in einer Sekunde den Körper treffen, mitgeführt wird, denn einige Elektronen können vom Körper zurückprallen, ohne eine Ladung abzugeben, oder der Anprall der Strahlen kann den Körper verursachen, Kathodenstrahlen zu emittieren, wodurch negative Ladung von ihm fortgeführt würde. Wenn demnach I die Ladung ist, die von den Elektronen mitgeführt wird, i die vom Bolometer pro Sekunde angenommene, so ist nicht notwendig I gleich i. Wenn V die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden in der Röhre ist, dann ist die von den Elektronen mitgeführte Energie $V \cdot I$. Cady maß das Verhältnis von Vi zu Q, dem mechanischen Wärmeäquivalent pro Zeiteinheit; er fand, daß dies Verhältnis weitgehend von dem Werte des i abhängig ist; so lange als i groß ist, ist es größer als Eins und nimmt ab, wenn i abnimmt; wenn i sehr klein wird (kleiner als 10^{-7} Ampère), so wird das Verhältnis konstant und gleich 0,83; da das Verhältnis kleiner ist als Eins, so folgt, daß eine Emission negativer Elektrizität vom Bolometer entweder durch Reflexion der Kathodenstrahlen oder durch Emission von sekundären Kathodenstrahlen von der Oberfläche aus stattfand. Wir haben aber gesehen, daß die Messungen von i und V nicht die Energie ergeben, welche die Oberfläche durch die Kathodenstrahlen erreichen, eine geringe Modifikation des Experimentes würde jedoch Daten geben, durch welche diese Energie sich bestimmen ließe; es würde nur notwendig sein, das Bolometer durch einen isolierten Faraday-Zylinder zu umgeben, in den die Strahlen durch eine kleine Öffnung hineingehen, und dann die Ladung, die in der Zeiteinheit vom Zylinder angenommen wird, zu messen.

E. Wiedemann[3]) zeigte, daß die Energie, die zur Erzeugung von Phosphoreszenz verbraucht wird, nur ein geringer Bruchteil der einfallenden Energie ist.

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. V, 44, p. 293, 1893.
2) Cady, Drudes Ann. I, p. 678, 1905.
3) E. Wiedemann, Wied. Ann. 66, p. 61, 1898.

290. Eine sekundäre Erscheinung der thermischen Effekte der Strahlen sind die sehr interessanten mechanischen Effekte, die speziell von Crookes[1]) und Puluz[2]) studiert worden sind. Ein typisches Beispiel hierfür ist durch das wohlbekannte Experiment von Crookes, das in Fig. 163 dargestellt ist, erbracht, wo die Achse eines sehr leichten Rädchens mit einer Reihe von Flügeln auf Glasstäben in einem Vakuumrohr montiert ist; wenn die Entladung durch das Rohr hindurchgeht, so treffen die Kathodenstrahlen auf die oberen Flügel, und das Rad rotiert und wandert von der negativen zur positiven Seite der Röhre. Sogenannte „mechanische Wirkungen".

Eine einfache Rechnung kann zeigen, daß wir nicht die Rotation dem den Flügeln erteilten mechanischen Moment durch den Anprall der Elektronen gegen sie zuschreiben können; denn gesetzt den Fall, daß die Strahlen so kräftig sind, daß sie den sehr beträchtlichen Strom von 10^{-5} Ampère tragen, und daß sie sich mit der sehr hohen Geschwindigkeit von 10^{10} cm/sek. bewegen: wenn dann N die Zahl der Elektronen ist, die die Oberfläche in der Zeiteinheit treffen, m die Masse der Elektronen, so ist, wenn die Elektronen von der Oberfläche mit einer Geschwindigkeit, die gleich der Einfallsgeschwindigkeit ist, abprallen, das der Oberfläche in der Zeiteinheit erteilte Moment gleich $2Nm\,10^{10}$; wenn e die Ladung, die von einem Elektron getragen wird, ist, so ist Ne der Strom, der von den Strahlen getragen wird, in unserem Fall 10^{-6} in absoluten Einheiten; es ist demnach das der Oberfläche pro Sekunde erteilte Moment gleich $2m/e\,10^4$ Dynen, oder, da $m/e = 10^{-7}$ ist, gleich $2 \cdot 10^{-3}$ Dynen: dies ist einer Druckdifferenz auf den beiden Seiten eines Flügels von 1 qcm Querschnitt von einem fünfmillionten Teil einer Atmosphäre äquivalent; ein Effekt, weit, weit zu klein, um die Bewegung eines Körpers wie des in Fig. 163 dargestellten zu erklären. Diese Bewegung ist wahrscheinlich einem Einfluß ähnlich dem an Radiometern beobachteten zuzuschreiben, wo der Anprall der Kathodenstrahlen eine Seite der Flügel viel wärmer als die andere macht. Starke[3]) zeigte,

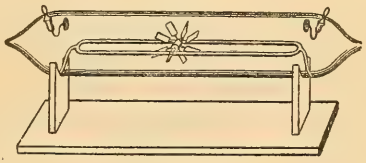


Fig. 163.

1) Crookes, Phil. Trans. 1879, pt. 1, p. 152.

2) Puluz, Radiant Electrode Matter Physical Societys Reprint of Memoirs p. 275.

3) Starke, Drudes Ann. 3, p. 101, 1900.

daß, wenn die Flügel so angeordnet sind, daß der Radiometereffekt eliminiert ist, der mechanische Effekt außerordentlich klein ist — in seinem Experiment, wo der Strom der Kathodenstrahlen 10^{-7} Ampère und die Potentialdifferenz 10000 Volt war — sicherlich kleiner als 10^{-4} Dynen.

Die Ladung der Strahlen.

291. Die Tatsache, daß die Kathodenstrahlen eine negative Ladung tragen, wurde auf sehr direkte Weise von Perrin[1]) erwiesen. Fig. 164 stellt eine Modifikation seines Experimentes dar. Die Strahlen gehen von der Kathode A aus und gehen durch eine Bohrung in einem Messingdraht B, der leicht in den Hals der Röhre paßt; dieser Draht ist an Erde gelegt und wird als Anode benutzt; die Strahlen treten nach dem Durchgange durch die Bohrung in das kugelige Gefäß C. In diesem Gefäß befinden sich zwei koaxiale Metallzylinder, der äußere D ist mit Erde verbunden, der innere E sorgfältig isoliert und mit einem Elektrometer verbunden. Die Zylinder sind so angebracht, daß sie außerhalb der direkten Bahnlinie der Strahlen sind. Wenn die Entladung durch das Rohr ging und die Kathodenstrahlen horizontal durch das Gefäß gingen, so nahm der innere Zylinder E zwar eine, aber nur eine geringe negative Ladung an. Die Kathodenstrahlen wurden alsdann mit Hilfe eines Magneten abgelenkt; ihre Bahn konnte durch die Lage des Phosphoreszenz-Fleckes an den Wänden von C verfolgt werden, wenn die Ablenkung zunahm, und die Lage des Fleckes zeigte, daß die Strahlen auf die Öffnung des Zylinders fielen, so war ein großer Anstieg der negativen Ladung, die E empfing, zu beobachten; wenn die Strahlen so weit abgelenkt wurden, daß der Phosphoreszenzfleck unterhalb der Bohrung fiel, so verschwand wiederum die negative Ladung in dem Zylinder E. Dieses Experiment beweist, daß die Strahlen eine negative Ladung tragen, da es zeigt, daß die negative Elektrisierung genau den gleichen Bahnen folgt, welche die Strahlen, die Phosphoreszenz am Glase erzeugen, einschlagen.

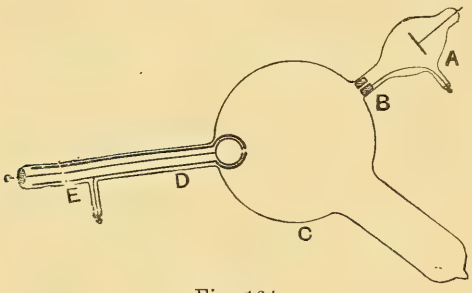


Fig. 164.

Das Experiment zeigt ferner, daß die Kathodenstrahlen das Gas, durch welches sie treten, zu einem Leiter der Elektrizität machen, denn wenn in dem Experiment die Entladung andauernd durch das

1) Perrin, Comptes Rendus 121, p. 1130, 1895.

Rohr ging und die Kathodenstrahlen so weit abgelenkt wurden, daß sie in den Zylinder hineinkamen, so stieg die negative Ladung des Zylinders bis zu einem gewissen Werte, über den hinaus sie jedoch nicht weiter anstieg, wie lange auch die Entladung durch das Rohr ging; dies zeigt, daß das Gas rings um den Zylinder ein Leiter ist, und daß der stationäre Zustand des Zylinders erreicht ist, wenn er so viel Elektrizität durch Leitung durch das Gas verliert, wie er von den Kathodenstrahlen erhält. Dies läßt sich auch zeigen, wenn dem Zylinder eine negative Ladung vor dem Einsetzen der Entladung durch das Gas erteilt wird: wenn diese Ladung kleiner als ein bestimmter Wert ist, so werden die Kathodenstrahlen die Ladung vergrößern; wenn sie jedoch größer als dieser Wert ist, so werden die Kathodenstrahlen die Ladung verringern, bis sie auf diesen kritischen Wert sinkt.

Die „Reflexion der Kathodenstrahlen".

292. Wenn Kathodenstrahlen die Oberfläche eines Leiters oder eines Isolators treffen, so gehen Kathodenstrahlen von der Oberfläche nach allen Richtungen hin aus; dieses Phänomen wird als diffuse Reflexion der Kathodenstrahlen bezeichnet: wir müssen jedoch durchaus beachten, daß die Bezeichnung Reflexion in der Optik gewöhnlich in anderem Sinne gebraucht wird; dort würden wir ja auch nicht das Phosphoreszenzlicht, das von einer Substanz wie etwa Chinin, bei einfallendem ultraviolettem Lichte ausgeht, als reflektiertes Licht bezeichnen; im Falle der Kathodenstrahlen werden alle Strahlen, die von einer Oberfläche, die von Kathodenstrahlen getroffen wird, ausgehen, reflektierte Strahlen genannt. Die Existenz solcher Strahlen wird leicht durch ein Experiment von Goldstein[1]) gezeigt.

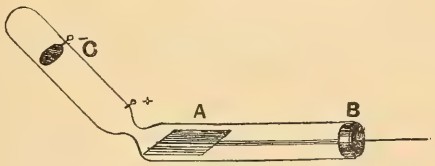


Fig. 165.

Die Kathodenstrahlen von der Kathode C fallen auf die Platte A, die durch einen Griff in einer Stopfbüchse gedreht werden kann. Die Hälfte der Röhre AB über der beleuchteten Seite von A erhält Phosphoreszenzlicht von den Kathodenstrahlen, die von A diffus reflektiert werden. Die Reflexion tritt ein, selbst wenn die Platte unter dem Einfluß der Kathodenstrahlen nicht selbst phosphoreszierend wird.

1) Goldstein, Wied. Ann. 15, p. 254, 1882.

Quantitative Messungen der Reflexion.

293. Messungen der Reflexion von Kathodenstrahlen, die auf verschiedene Substanzen und unter verschiedenem Winkel einfallen, wurden von Campbell Swinton[1]), von Starke[2]) und von Austin und Starke[3]) angestellt. Campbell Swintons Experimente, die zum Gegenstand der Messung die Variation der „reflektierten" Strahlen bei verschiedenem Einfalls- und verschiedenem Ausfallswinkel hatten, wurden wie in Fig. 166, wo C die Kathode ist, angeordnet; A ist die reflektierende Oberfläche, sie besteht aus einem ebenen Stück Platin, das um seine Achse gedreht werden konnte; F ist ein Faradayscher Zylinder, der die Strahlen, die von der Oberfläche ausgehen, aufnimmt; dieser konnte so angeordnet werden, daß die Öffnung irgend einen beliebigen Winkel mit der Richtung der einfallenden Strahlen bildete; die vom Zylinder aufgefangene Ladung wurde als Maß des Reflexionsbetrages genommen. Campbell Swinton kam zu dem Schlusse, daß, obwohl die „Reflexion" sehr diffus war, sie trotzdem merklich mehr in der Richtung, in der der Einfallswinkel gleich dem Ausfallswinkel war, stattfand, als in irgend einer anderen Richtung; er fand, daß der Totalbetrag der Emission etwas größer bei schiefer als bei normaler Inzidenz war; er maß auch die Ladung, die vom Reflektor angenommen wurde, und fand, daß, wenn er auch bei normaler Inzidenz eine große negative Ladung annahm, die Ladung abnahm, wenn der Einfallswinkel schiefer wurde, dann verschwand und schließlich bei sehr schiefem Einfallswinkel positiv wurde. Die positive Ladung, die von dem Reflektor angenommen wurde, wurde auch von Austin und Starke (l. c.) beobachtet.

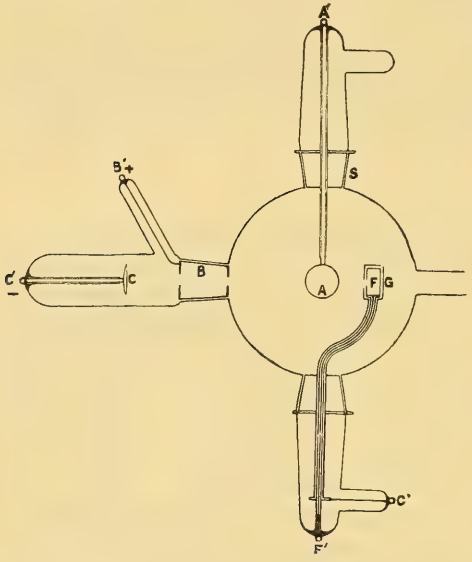


Fig. 166.

Starke bestimmte das Verhältnis der einfallenden zu den weggehenden Strahlen, oder vielmehr das Verhältnis der negativen Ladung, die der Reflektor annahm, zu der, die von den weggehenden Strahlen mitgeführt wurde.

1) Campbell Swinton, Proc. Roy. Soc. 64, p. 377, 1899.
2) Starke, Wied. Ann. 66, p. 49, 1898; Drudes Ann. III, p. 75, 1900.
3) Austin und Starke, Drudes Ann. IX, p. 271, 1902.

Das Prinzip der Methode Starkes ist folgendes: Die Kathodenstrahlen treten durch eine Blende in den Zylinder ein und treffen den Reflektor; der Zylinder und Reflektor sind jeder für sich durch ein Galvanometer von hohem Widerstand an Erde gelegt; wenn die Strahlen auf den Reflektor treffen, so fließen Ströme durch die Galvanometer: es sei i_1, resp. i_2 die Stromstärke in dem Galvanometer, das mit dem Reflektor resp. dem Zylinder verbunden ist; N sei die

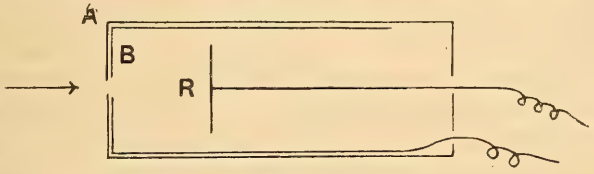


Fig. 166.

Zahl der Elektronen, die den Reflektor pro Zeiteinheit treffen, n die Zahl, die ihn in gleicher Zeit verläßt, e die Ladung eines Elektrons; wenn dann keine Ionisation des Gases im Zylinder stattfindet, kein Verlust an zurückgeworfener Strahlung durch das Diaphragma hindurch, ferner keine Diffusion, welche die in den Zylinder einfallenden Strahlen zum Teil an die Wände des Zylinders anstatt gegen den Reflektor treibt, da ist, so haben wir

$$(N - n)e = i_1; \quad n \cdot e = i_2,$$

oder

$$\frac{n}{N} = \frac{i_2}{i_1 + i_2};$$

wenn wir demnach i_1 und i_2 messen, so können wir den Wert von n/N bestimmen; in praxi sind einige Korrektionen notwendig, für die wir auf Starkes Abhandlung verweisen müssen; der Wert von n/N hängt vom Metall ab; Starkes Werte für diese Größe sind die folgenden:

Metall	Dichte	n/N	Metall	Dichte	n/N
Pt	21,5	0,72	Messing	8,1	0,43
Pb	11,3	0,63	Fe	7,7	0,40
Ag	10,5	0,59	Zn	7,1	0,40
Bi	9,9	0,58	Al	2,6	0,25
Ni	8,9	0,48	Mg	1,7	0,25
Cu	8,5	0,45			

Demnach wächst der Wert von n/N mit der Dichte des Metalles; die oben gegebenen Zahlen sind in roher Näherung proportional der Quadratwurzel aus der Dichte; wir sehen, daß selbst für die leichtesten Metalle die Zahl der von der Oberfläche zurückkommenden Elektronen etwa gleich ein Viertel der Zahl der sich zu ihr hinbewegen-

den ist. Die angegebenen Werte von n/N gelten für den Fall, daß die Inzidenz der Kathodenstrahlen normal ist; in diesem Falle hängt n/N nicht von der Geschwindigkeit der einfallenden Strahlen ab.

Auftreten positiver Ladung des Reflektors bei Auftreffen der Kathodenstrahlen.

294. Die zuerst von Campbell Swinton beobachtete Tatsache, daß bei sehr schiefem Einfallswinkel der Reflektor eine positive anstatt eine negative Ladung annimmt, wurde sorgfältig von Starke und Austin durch Messung der Ladung des Reflektors für Kathodenstrahlen von verschiedenem Einfallswinkel untersucht; sie fanden, daß der Einfallswinkel, bei dem die Ladung des Reflektors sich von — in + verwandelt, vom Metall des Reflektors und von der Geschwindigkeit der Strahlen abhängig ist. Bei dichteren Reflektoren tritt der Wechsel des — in + bei einem kleineren Einfallswinkel als bei spezifisch leichteren Reflektoren ein, und ferner ist der kritische Winkel um so kleiner, je kleiner die Geschwindigkeit der Strahlen ist. Der Einfluß der Natur des Metalles und der Geschwindigkeit der Strahlen wird durch die folgenden Zahlen von Austin und Starke[1]) illustriert. Bei einem Platinreflektor und bei Kathodenstrahlen, die von einer Potentialdifferenz von 9000 Volt herrührten, war der kritische Einfallswinkel 60^0; bei einem Kupferreflektor und einer Potentialdifferenz von 8700 Volt war er 80^0, und bei einer Potentialdifferenz von 5000 Volt war er 70^0.

Geschwindigkeitsverlust bei Reflexion.

295. Da in einigen Fällen der Reflektor eine positive Ladung nach dem Anprall der negativen Elektronen annimmt, so müssen mehr Elektronen die Oberfläche verlassen, als auf sie treffen, es folgt daraus, daß die Geschwindigkeit der zurückkommenden Elektronen im Mittel geringer als die der hinzukommenden sein muß, andernfalls würde die vom Reflektor emittierte Energie größer als die zu ihr hinkommende sein. Messungen der Geschwindigkeit der reflektierten Strahlen wurden mit Hilfe der magnetischen Ablenkung von Merritt[2]) und Gehrcke[3]) angestellt; Merritt kam zu dem Schluß, daß die Geschwindigkeit der reflektierten Strahlen weitgehend die gleiche wie die der einfallenden war; Gehrcke jedoch zeigte durch eine sehr ingeniöse Methode, daß unter den reflektierten Strahlen eine beträchtliche Zahl vorhanden ist, deren Geschwindigkeit beträchtlich kleiner ist als die der einfallenden. Gehrckes Methode ist in Fig. 168 dargestellt; K_1 und K_2 sind zwei Kathoden, die miteinander und mit dem negativen Pol einer Elektrisiermaschine verbunden sind; die Strahlen von K_1 treffen direkt, von der Kathode aus kommend, auf einen Fluoreszenzschirm FF', während die von K_2 erst auf einen

1) Austin u. Starke, Drudes Ann. IX, p. 271, 1902.
2) Merritt, Physical Review 7, p. 217, 1898.
3) Gehrcke, Drudes Ann. VIII, p. 81, 1902.

Magnesiumreflektor fallen; sie sind die „reflektierten“ Strahlen, die den Schirm treffen. J_1 und J_2 sind Spulen zur Erzeugung des magnetischen Feldes. Das Aussehen des Phosphoreszenzfleckes auf dem Schirm vor und nach Einschaltung des magnetischen Feldes ist in Fig. 169 wiedergegeben. Die mittleren Flecke F, F' stellen die Phosphoreszenzflecke dar, die durch die direkten und die reflektierten Strahlen ohne magnetisches Feld erzeugt sind; die oberen Flecke

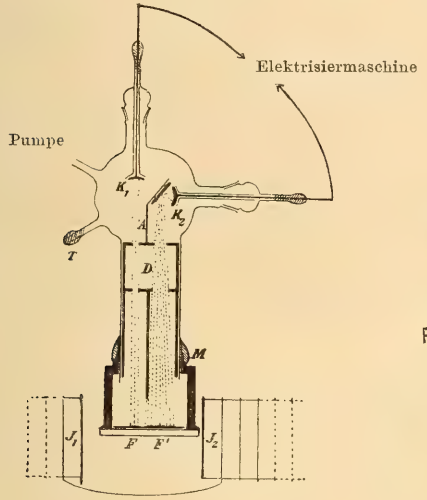


Fig. 168.

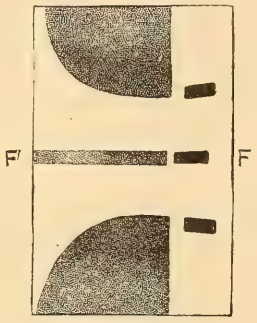


Fig. 169.

und die unteren zeigen die Phosphoreszenz bei Einschaltung des magnetischen Feldes; oben und unten entspricht der Umkehr des Feldes. Nunmehr ist klar ersichtlich, daß, während der durch die direkte Strahlung hervorgerufene Phosphoreszenzfleck nicht merklich bei Einschaltung des magnetischen Feldes verbreitert wurde, der schmale, den reflektierten Strahlen zukommende Fleck zu einem breiten Band ausgezogen wurde, woraus hervorgeht, daß unter den reflektierten Strahlen solche vorhanden sind, die viel leichter ablenkbar sind, sich also langsamer als die einfallenden Strahlen bewegen. Da an einer Stelle die Begrenzung des abgelenkten reflektierten Fleckes in Linie mit der Begrenzung des abgelenkten direkten Fleckes liegt, so müssen einige reflektierte Strahlen vorhanden sein, die sich mit nahezu gleicher Geschwindigkeit wie die einfallenden Strahlen bewegen.

Wir schließen aus diesem Experimente, daß von den Kathodenstrahlen ein Einfluß auf die Oberfläche ausgeübt wird, der dahin wirkt, daß sekundäre Strahlen ausgehen, die sich im Mittel langsamer als die primären bewegen. Das Verhältnis der Zahl der sekundären

zur Zahl der primären Strahlen ist größer bei schiefer als bei normaler Inzidenz. Die „Reflexion“ der Kathodenstrahlen an der Oberfläche eines festen Körpers scheint in vieler Hinsicht analog der Emission von Elektronen von einem Körper, der von ultraviolettem Licht getroffen wird. Die Elektronen der primären Strahlen dringen bis zu geringer Tiefe in die Oberfläche ein, sie ionisieren die Moleküle, auf die sie treffen; auf diese Weise bilden sich sekundäre Elektronen, und vielleicht sind unter ihnen auch einige von den primären, deren Bewegungsrichtung durch den Stoß mit den Molekülen des Reflektors umgekehrt wurde; die von dem Reflektor so ausgehenden Strahlen bilden die reflektierten Kathodenstrahlen.

Die Bahn eines Elektrons, welches auf den Reflektor schief auftrifft, wird näher an der Oberfläche verlaufen, als wenn es in normaler Richtung den Reflektor trifft, und deshalb werden die Elektronen, die bei schiefer Inzidenz frei werden, eine kürzere Entfernung zurückzulegen haben, bevor sie die Oberfläche des Reflektors erreichen und von ihr ausschwärmen, so daß hiernach zu erwarten ist, daß die schiefen Strahlen mehr reflektierte Strahlen erzeugen als die normalen.

Durchtritt durch Metallblättchen.

296. Man war während langer Zeit der Ansicht, daß selbst die dünnsten Schliffe fester Körper undurchdringlich für Kathodenstrahlen wären. So hatten Goldstein und Crookes gezeigt, daß Körper von der Dünne einer Kollodiumhaut oder Glas, das so dünn wie möglich geblasen war, intensive schwarze Schatten warfen, wenn sie in den Gang von Kathodenstrahlen oder an die Wände der Röhre gebracht wurden. Im Jahre 1892 fand jedoch Hertz[1]), daß hinter einem Stück Goldblatt oder dünner Aluminiumfolie merkliche Phosphoreszenz auftrat und daß dieselbe von einem Magnet abgelenkt wurde.

Lenardstrahlen.

297. Lenard[2]) stellte eine Reihe von Experimenten von allerhöchstem Interesse über den Durchgang von Kathodenstrahlen durch dünne Folien an. Die Strahlen wurden in einem Rohr von der Art des in Fig. 170 abgebildeten erzeugt. *K*, die Kathode, ist eine Aluminiumscheibe, die an einem steifen Draht befestigt ist, der von einem Glasrohr umgeben wird; als Anode dient eine Messingröhre, die zum Teil den Draht, der die Kathode trägt, umgibt. Das Ende der Röhre, das sich gegenüber der Kathode befindet, ist durch eine Metallkappe, die mittels Marineleim aufgekittet ist, geschlossen; eine Öffnung von 1,7 mm Durchmesser ist durch diese Klappe gebohrt und mit einem Stück dünner Aluminiumfolie von etwa 0,00265 mm Dicke

1) Hertz, Wied. Ann. 14, p. 28, 1892.
2) Lenard, Wied. Ann. 51, p. 225, 1894.

bedeckt. Dieses Fenster ist in metallischem Kontakt mit der Kappe und wird zugleich mit der Anode geerdet. Die Röhre ist ausgepumpt, bis die Potentialdifferenz zwischen Anode und Kathode sehr groß ist und starke Kathodenstrahlen das Fenster treffen. Im Dunkeln beobachtet man diffuses Licht, das vom Fenster in die äußere Luft austritt; das Licht ist dicht am Fenster am hellsten, seine Umrisse sind sehr unbestimmt; bei einer starken Entladung im Rohre kann das Licht bis auf einige Zentimeter vom Rohre entfernt verfolgt werden. Phosphoreszierende Körper, die in die Nähe des Fensters gebracht werden, phosphoreszieren. In Luft von gewöhnlichem Druck zerstreuen sich die Strahlen, die vom Fenster ausgehen, sehr schnell, und Schatten, die von festen Körpern, die in ihre Bahn gebracht werden, geworfen werden, sind unbestimmt und vielmal größer als die sie werfenden Körper. Die Strahlen sind viel leichter studierbar, wenn das Fenster anstatt gegen offene Luft gegen ein anderes Gefäß grenzt, aus dem die Luft ausgepumpt werden kann; wenn die Luft in diesem Rohre von niederem Druck ist, so beschreiben die Strahlen gut erkennbare Bahnen und können leicht studiert werden. Die Strahlen werden von einem Magnet abgelenkt, ferner von einem elektrischen Felde und tragen negative Ladung; das Verhältnis von Ladung zu Masse der Träger wurde von Lenard (siehe S. 95) bestimmt und ergab den gleichen Wert wie für Kathodenstrahlen. Diese Tatsachen zeigen, daß diese Strahlen Kathodenstrahlen sind; es ist jedoch oft bequem, zwischen Kathodenstrahlen innerhalb und außerhalb des sie erzeugenden Rohres zu unterscheiden, weshalb es wünschenswert ist, die Bezeichnung Lenardstrahlen für die letzteren und für die Strahlen innerhalb des Rohres den Ausdruck Kathodenstrahlen beizubehalten.

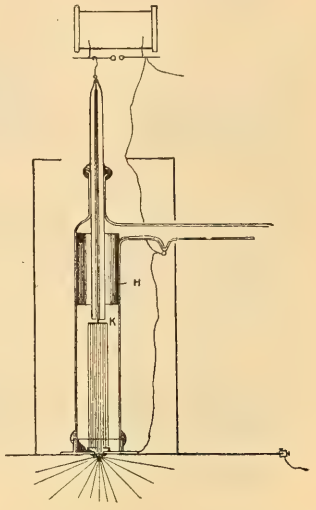


Fig. 170.

Lenard hat die Absorption dieser Strahlen durch verschiedene Substanzen gemessen und kam zu dem einfachen Gesetz, zwischen Absorption und Dichte, das bereits auf S. 326—330 diskutiert wurde. Lenard maß die Intensität dieser Strahlen durch die Phosphoreszenz, die sie in einer Lösung von Pentadekylparatolketon erzeugten. Seitz[1]), der später ähnliche Messungen anstellte, maß die Totalladung

1) Seitz, Drudes Ann. IV, p. 1, 1901.

der Elektrizität, die von diesen Strahlen mitgeführt wird. Wir müssen daran erinnern, daß, außer wenn alle Strahlen sich mit gleicher Geschwindigkeit bewegen, beide Methoden verschiedene Resultate ergeben; bei der elektrischen Methode zählen alle Elektronen gleich, wie auch immer ihre Geschwindigkeit ist; bei der optischen Methode jedoch ist dies nicht länger der Fall, denn die sich schneller bewegenden Elektronen erzeugen stärkere Phosphoreszenz als die gleiche Zahl von Elektronen bei kleinerer Geschwindigkeit.

Geschwindigkeitsverlust durch Absorption.

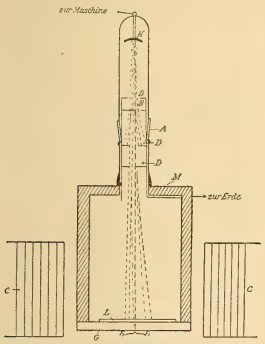
298. Wir haben bei der Betrachtung der Reflexion der Kathodenstrahlen angenommen, daß die einfallenden Strahlen durch ihren Stoß einigen Elektronen im Metalle hinreichende Energie erteilen, um sie in den Stand zu setzen, dasselbe zu verlassen. Im Falle der Reflexion haben wir es zum Teil mit Elektronen zu tun, die von der Oberfläche des Metalles, die von den Strahlen getroffen wird, ausgehen; wenn jedoch das Metall sehr dünn ist, so kommen einige Elektronen, die sich in gleicher Richtung wie die einfallenden Strahlen bewegen, an der anderen Seite des Metalles heraus und bilden einen Teil des Bündels der durchgelassenen Strahlung; viele dieser sekundären Strahlen werden sich mit geringerer Geschwindigkeit als die primären Strahlen bewegen. Deshalb werden die hindurchgelassenen Strahlen nicht homogen sein, und deshalb kann die elektrische und optische Methode, ihre Intensität zu schätzen, aus obigem Grunde verschiedene Resultate ergeben.

299.[1]) Daß ursprünglich homogene Kathodenstrahlen beim Durchgang durch Metallblättchen in ein inhomogenes Bündel von durchschnittlich kleinerer Geschwindigkeit verwandelt werden, hat zuerst Leithäuser[2]) nachgewiesen. Durch eine Influenzmaschine bei konstantem Potential erzeugte Kathodenstrahlen gingen durch einen mit Aluminiumfolie bedeckten Spalt; aus dem die Folie diffus verlassenden Bündel wurde durch zwei weitere Diaphragmen ein spaltförmiger Teil ausgeblendet, welcher auf einem Fluoreszenzschirm einen hellen Streifen erzeugte. Innerhalb dieses Streifens lag ein heller runder Fleck, herrührend von Strahlen, welche ein Loch in der Folie durchdrungen hatten. Fig. 171 bis 173 zeigen dieses Bild zugleich mit der Wirkung des Magnetfeldes auf dasselbe bei Ablenkung nach oben und unten. Der runde Fleck ist ohne Verbreiterung abgelenkt, die auffallenden Strahlen waren also homogen; dagegen ist der Streifen, entsprechend den durch das Blättchen gegangenen Strahlen, zu einem magnetischen Spektrum verbreitert. Die auffallenden Strahlen waren bei Fig. 172 mit 12 000 Volt, bei Fig. 173 mit 17 000 Volt erzeugt.

1) Autoreferat von E. Warburg.

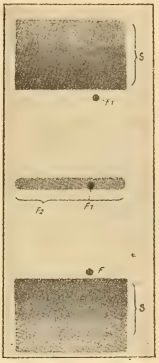
2) E. Leithäuser, Sitz.-Ber. d. pr. Akad. d. Wiss., 1902, 13. März. Ausführlich mit Zusätzen: Ann. d. Phys. 15, 283, 1904.

Bei den langsamen 12 000 Volt-Strahlen (Fig. 172) ist der runde Fleck ganz aus dem Spektrum herausgetreten, Strahlen von der Geschwindigkeit der auffallenden waren also nicht merklich im durchgegangenen Bündel vorhanden, dessen am meisten abgelenkte Strahlen eine Geschwindigkeit besaßen ungefähr halb so groß als dte der auffallenden. Bei den schnelleren 17 000 Volt-Strahlen (Fig. 173) berührt die Unterkante des nach oben abgelenkten Spektrums den runden Fleck, das Spektrum hebt also hier an mit Strahlen, welche nahezu die Geschwindigkeit der auffallenden besitzen und ist außerdem weniger breit als bei den 12 000 Volt-Strahlen. Die Geschwindigkeitsverluste treten



K Kathode, *M* Messingkasten, F_2 durchgegangene Strahlen, *D*, *D* Diaphragma, *C* Magnetspulen, *G* Abschlußplatte, *B* Blättchen, F_1 direkter Fleck, *F* Fluoreszenzschirm.

Fig. 171.



$E = 12000$ Volt. F_2 von durchgegangenen Strahlen herrührend.

Fig. 172.

$E = 17000$ Volt. F_1 direkter Fleck. *S* Spektrum.

Fig. 173.

demnach um so mehr hervor, je kleiner die Geschwindigkeit der auffallenden Strahlen.

Indem Leithäuser durch eine besondere Untersuchung ermittelte, wie die Fluoreszenzhelligkeit von der Stromdichte und von der Geschwindigkeit der auffallenden Strahlen abhängt, konnte er photometrisch die Stromdichte im Spektrum als Funktion der Geschwindigkeit bestimmen.

Warburg[1]) hat den Vorgang theoretisch untersucht unter der Annahme, daß sekundäre Emission zu vernachlässigen ist und daß die Körperteilchen sich gegen die Elektronen wie mit Masse begabte Kraftzentren verhalten. Die gewonnenen Formeln stellen die Beobachtungen im großen und ganzen dar, zeigen aber noch systematische Abweichungen. Es ergab sich für Aluminium, daß die abstoßende

1) E. Warburg, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 1904, p. 9.

Kraft der Zentren der 1, 2, 3ten Potenz der Entfernung umgekehrt proportional ist, daß die mittleren Weglängen der Elektronen sich wie die 8, 9ten Potenzen der Geschwindigkeit verhalten und daß die mittlere Weglänge für 15800 Volt-Strahlen 0,0018 mm beträgt. —

Auch Des Coudres zeigte durch eine andere Anordnung, daß Strahlen, welche schief von der Metalloberfläche ausgehen, kleinere Geschwindigkeiten als normal ausgehende haben.

Diffuse Zerstreuung.

300. Messungen der Zerstreuung der Kathodenstrahlen im Inneren des Entladungsrohres wurden von Kaufmann[1]) angestellt, der eine elektrische Methode benutzte. Die größten Potentialdifferenzen, die er anwandte, waren nur 7500 Volt, so daß die Geschwindigkeiten bei Kaufmanns Experimenten sehr viel geringer als bei denen Lenards waren. Das Prinzip der von Kaufmann benutzten Methode ist das folgende. Angenommen, in einem Bündel Strahlen, die ursprünglich horizontal durch das Gas gehen, sei N_0 die Zahl der Elektronen, die eine vertikale Ebene AB in der Zeiteinheit durchqueren, so wird die Zahl, die eine parallele Ebene CD in einer Entfernung x von AB durchquert, gleich sein $N_0 \cdot \varepsilon^{-xb}$, wo b nach der Definition der Koeffizient der Absorption ist; wenn e die Ladung ist, die von einem Elektron getragen wird, so ist die Menge negativer Elektrizität, die in den Raum zwischen AB und CD in der Zeiteinheit eintritt, gleich $N_0 e$, der Betrag, der sie verläßt, ist $N_0 e \cdot \varepsilon^{-bx}$; wenn demnach $ABCD$ von einem metallischen Zylinder umgeben ist, so ist die Menge Elektrizität, die der Zylinder in der Zeiteinheit aufnimmt, gleich $N_0 e\,(1 - \varepsilon^{-bx})$; wenn wir demnach die in der Zeiteinheit zum Zylinder hingehende Ladung mit der vergleichen, die CD passiert, so werden wir $(1 - \varepsilon^{bx})/\varepsilon^{-bx}$ finden können, woraus der Wert von b erhältlich ist. Kaufmann bestimmte auf diese Weise b für Stickstoff, Kohlensäure, Kohlenoxyd und Wasserstoff bei Drucken, von etwa 1/50 bis 1·28 mm Quecksilber und bei Potentialdifferenzen von etwa 2500 bis 7500 Volt; er fand, daß, wenn V die Potentialdifferenz im Entladungsrohr in Volt ist, p der Druck in Millimeter Quecksilber, daß dann für das gleiche Gas innerhalb der Grenzen des Druckes und der Potentialdifferenz, die angegeben sind, bV/p konstant war; der Absorptionkoeffizient ist demnach proportional mit dem Druck und umgekehrt proportional mit der kinetischen Energie des Elektrons. Die Werte für verschiedene Gase sind in der folgenden Tabelle wiedergegeben.

Gas	bV/p	Molekulargewicht
H_2	730	2
N_2	5650	28
CO	6380	28
CO_2	6830	44

1) Kaufmann, Wied. Ann. 69, p. 95, 1899.

Die Werte von b folgen nicht denen des Molekulargewichts in gleicher Näherung wie die von Lenard bestimmten Werte; ein Grund hierfür mag wohl die größere Geschwindigkeit der von Lenard untersuchten Strahlen sein; wir haben auf S. 328 gesehen, daß wir nur für sehr schnell sich bewegende Kathodenstrahlen ein Gesetz wie das Lenardsche als streng erfüllt erwarten dürfen; ein weiterer Grund mag in der Methode liegen, die von Kaufmann benutzt wurde, indem die positiven und negativen Ionen, die von den primären Strahlen durch den Stoß mit den Molekülen des Gases erzeugt werden, mit verschiedener Geschwindigkeit zu den Leitern im Rohre diffundieren mögen, so daß ein Teil des in diesen Experimenten gemessenen Stromes möglichenfalls der sekundären Ionisation zuzuschreiben ist.

Das „magnetische Spektrum".

301. Birkeland[1]) fand, daß, wenn die Kathodenstrahlen mit Hilfe eines Induktoriums erzeugt werden, ein kathodischer Phosphoreszenzfleck nicht wesentlich durch ein magnetisches Feld verschoben wird, sondern in verschiedene einzelne, distinkte Phosphoreszenzflecke zerlegt wird; war z. B. zunächst ein schmales gerades Phosphoreszenzband vorhanden, so traten unter dem Einfluß des magnetischen Feldes mehrere parallele leuchtende Phosphoreszenzbänder, die durch verhältnismäßig dunkle Räume getrennt waren, auf. Diese Erscheinung wird als magnetisches Spektrum bezeichnet. Ich erhielt ähnliche Erscheinungen bei Ablenkung der Strahlen durch elektrische anstatt durch magnetische Kräfte. Dieses Abtrennen der Strahlen zeigt, daß das Originalbündel der Kathodenstrahlen nicht homogen ist, sondern aus Gruppen besteht, die sich mit verschiedener Geschwindigkeit bewegen und sich untereinander in bezug auf ihre Geschwindigkeit um endliche Werte unterscheiden; jede Gruppe wird verschieden abgelenkt, die langsameren mehr als die schnelleren. Strutt[2]) zeigte, daß das magnetische Spektrum einem Mangel an Gleichförmigkeit zuzuschreiben ist, der notwendig bei der Verwendung einer Induktionsspule auftritt, wenn diese eine diskontinuierliche Entladung erzeugt, und daß, wenn die Kathodenstrahlen durch eine große elektrostatische Maschine erzeugt werden, oder durch eine große Zahl Hochspannungszellen, jede von ihnen eine kontinuierliche Ladung ergibt und daß dann die Phosphoreszenz nicht in einzelne Phosphoreszenzflecke auseinandergeht, ob man eine magnetische oder elektrische Kraft verwendet.

Kathodenstrahlen im elektrischen Felde des Erzeugungsrohres.

302. Die Kathodenstrahlen werden durch elektrische Kräfte abgelenkt; da nun das elektrische Feld in dem Crookesschen Dunkel-

1) Birkeland, C. R. 123, p. 92, 1897.
2) Strutt, Phil. Mag. V, 48, p. 478, 1899.

raume sehr intensiv ist, so werden die Strahlen beim Passieren dieses Raumes, wenn nicht die Kraftlinien in ihm gerade Linien sind (was nahezu der Fall, wenn die Kathode eine große ebene Scheibe ist), abgelenkt, und ihre Bahnen werden nicht mit den Normalen der Kathode von ihrem Ausgangspunkte aus koinzidieren. Die Ablenkung der Bahn aus dieser Normalen wird wesentlich davon abhängen, wie die Intensität des elektrischen Feldes abnimmt, wenn wir uns von der Kathode entfernen; ist das Feld, wie etwa bei nicht sehr niedrigem Druck an der Kathode sehr viel intensiver als in einiger Entfernung von ihr, so werden die Elektronen so viel Energie erlangen, während sie noch dicht an der Kathode sind, daß sie nicht viel abgelenkt werden, wenn sie auf dem Rest ihres Weges verhältnismäßig schwache Felder durchsetzten, in diesem Falle werden die Bahnen der Strahlen nahezu die Normalen zur Kathode sein, so daß, wenn die Kathode ein Hohlspiegel ist, die Strahlen längs der Radien der Kugel gehen werden und ihr Fokus im Zentrum der Kugel liegt. Wenn jedoch die Stärke des Feldes sich nur langsam beim Entfernen von der Kathode ändert, so müssen wir viel größere Abweichungen erwarten, als im vorigen Fall, denn die Geschwindigkeit, die die Elektronen erreichen, wird nicht nur kleiner sein, während sie sich noch dicht an der Kathode befinden, sondern auch die ablenkende Kraft wird, wenn sie von der Kathode sich entfernen, größer sein. Die Bahn der Strahlen wird dann wegen der ablenkenden Kraft nicht länger längs den Normalen verlaufen, und sie werden auch nicht infolge ihrer Trägheit sich längs den Kraftlinien bewegen, es sei denn, daß diese gerade Linien sind. Die Bahnen der Elektronen werden zwischen der Normalen und den Kraftlinien liegen; so liegt z. B. im Fall einer Hohlkugel die Bahn zwischen der Normalen CP und der Kraftlinie PQ (Fig. 174); wenn demnach die Bahnen überhaupt die Achse der Halbkugel schneiden, so werden sie sie jenseits des Zentrums schneiden. Es ist eine wohlbekannte Tatsache, daß bei Verwendung derartiger Halbkugelkathoden z. B. zur Erzeugung von Röntgenstrahlen der Fokus entfernter von der Kathode liegt, wenn die Evakuation wächst. Goldstein[1]), der eine Reihe schöner Experimente über die Phosphoreszenz, die bei gekrümmten Kathoden von verschiedener Gestalt auftritt, anstellte, zeigte, indem er eine unsym-

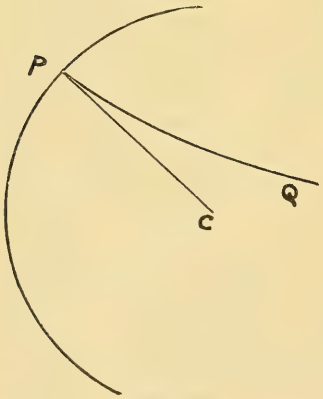


Fig. 174.

1) Goldstein, Wied. Ann. 15, p. 254, 1882.

metrische Kathode verwandte, daß die Strahlen bei verhältnismäßig hohem Druck, aber nicht bei hoher Evakuation vom Fokus sich entfernten. Die Erscheinung der Kathodenstrahlen von einer gekrümmten Kathode ist durch die Diagramme der Fig. 176, die einer Abhandlung von Campbell Swinton[1]) entnommen sind, wiedergegeben; es ist ersichtlich, daß hier sehr beträchtliche Unterschiede von dem eintreten, was eintreten würde, wenn die Strahlen längs den Normalen zur Kathode sich bewegten.

303. Die Bewegung der Elektronen in einer Vakuumröhre bietet ein schönes Anwendungsfeld des Hamiltonschen Prinzips der virtuellen Verschiebung: denn da die Kathode eine Äquipotentialoberfläche ist und die Kathodenstrahlen diese Oberfläche normal und mit gleicher Energiemenge verlassen, so wird ihre Bahn nach dem Prinzip der virtuellen Verschiebung die orthogonalen Trajektoren eines Systems von Oberflächen darstellen.

304. Wir haben das Entstehen der Hauptmenge der Kathodenstrahlen betrachtet als verursacht durch die positiven Ionen, die von den Kathodenstrahlen selbst in einiger Entfernung von der Kathode gebildet werden. Wenn jedoch die Bahn PQ der Kathodenstrahlung gekrümmt ist (Fig. 175), und wenn das positive Ion bei Q gebildet wird, so wird infolge der Differenz der Massen des positiven und negativen Ions die Bahn des positiven Ions von der Kathode aus nicht QP sein, sondern eine andere, etwa QP'; es werden demnach die bei P erzeugten Kathodenstrahlen, wenn die Bahnen nicht gerade Linien sind, positive Ionen zum Entstehen bringen, die ihrerseits Kathodenstrahlen erzeugen, die nicht von P, sondern von einem anderen Punkte P' ausgehen.

Erzeugung und Verteilung der Kathodenstrahlen.

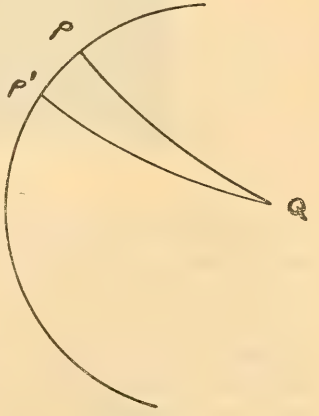


Fig. 175.

Die Entfernung zwischen den Stellen, wo die positiven Ionen die Kathode treffen und den Ursprungsstellen der Kathodenstrahlen, die diese positiven Ionen erzeugten, wird am größten für die Strahlen sein, die nahe vom Rande der Kathode ausgehen, da diese durch den Teil des elektrischen Feldes wandern, wo die Kraftlinien am meisten gekrümmt sind; es werden demnach nicht viele positive Ionen gegen die peripheren Teile der Kathode treffen; deshalb wird die Emission

2) Campbell Swinton, Proc. Roy. Soc. 61, p. 79, 1897

der Kathodenstrahlen wachsen, wenn wir uns dem Zentrum der Kathode nähern; andererseits hat die elektrische Kraft bei der Hohlkathode dicht an der Kathode im Zentrum ein Minimum, so daß aus diesem Grunde die Strahlen längs der Achse schwächer sein werden; wenn wir diese beiden Einflüsse in Betracht ziehen, so müssen wir erwarten, daß sie sich derart geltend machen, daß ein Maximum der Strahlung an einer Stelle entsteht, die zwischen dem Zentrum und dem Rande der Kathode liegt.

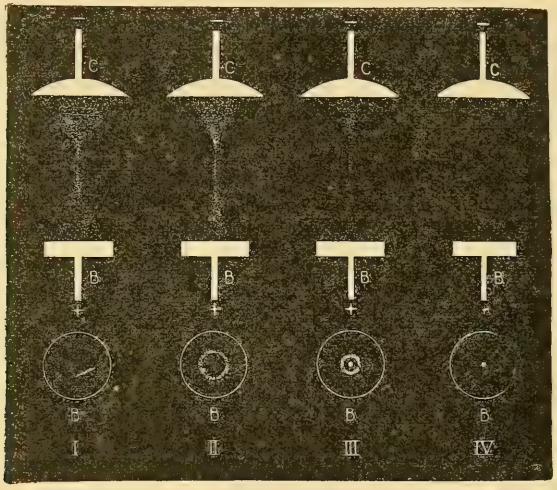


Fig. 176.

Die Beobachtungen von Campbell Swinton[1]) zeigen die Existenz eines solchen Effektes; er fand, daß bei konkaven Kathoden, wenn der Druck des Gases in bestimmten Grenzen liegt, die Kathodenstrahlen nicht einen Vollkegel, sondern einen Hohlkegel bilden. Er bewies dies mit Hilfe der Phosphoreszenz, die durch die Strahlen auf einer Kohleplatte erzeugt wurde, deren Ebene rechtwinklig zu den Kathodenstrahlen sich befand; der Phosphoreszenzfleck war ein Kreisring; mitunter mit leuchtendem Zentrum. Die Phosphoreszenzerscheinung ist in Fig. 176 wiedergegeben.

Die Ausgehöltheit des Bündels der Kathodenstrahlen wurde von Campbell Swinton abhängig von der Kathodenkrümmung gefunden; sie trat nicht auf, wenn die Kathode eben war.

Die „Deflexion".

305. Goldstein[2]) fand, daß, wenn in einem Entladungsrohr zwei Kathoden, die miteinander verbunden sind, vorhanden sind, die

1) Campbell Swinton, Proc. Roy. Soc. 61, p. 79, 1897.
2) Goldstein, Eine neue Form der elektrischen Abstoßung.

Kathodenstrahlen der einen Kathode deflektiert werden, wenn sie durch einen dunklen Raum, der die andere Kathode umgibt, hindurchgehen.

Eines der Goldsteinschen Experimente war folgendes: die eine Kathode war ein metallischer Hohlzylinder *a*, von dem ein Bündel Kathodenstrahlen ausging, das ein Leuchten im Gase, durch das es hindurchging, erzeugte; die andere Kathode (*b*) war ein Draht, der rechtwinklig zur Achse des Strahlenbündels, das von *a* kam, angebracht war; wenn die Verbindung zwischen *b* und *a* unterbrochen wurde, so war die Bahn der von *a* ausgehenden Strahlen geradlinig; wenn aber *a* und *b* miteinander verbunden waren, so waren die Kathodenstrahlen von *a* scharf abgelenkt, wenn sie sich *b* näherten. Goldstein fand, daß der Betrag der Deflexion weder vom Material, aus dem die Kathoden hergestellt waren, abhing, noch vom Gase, durch das sie gingen. Die Deflexion hörte auf, wenn die deflektierende Kathode durch einen Schirm von einer festen Substanz umgeben war.

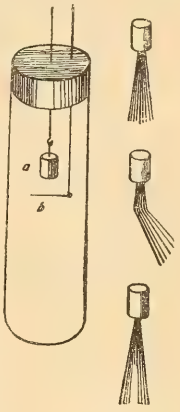


Fig. 177.

Ein anderes Beispiel der Deflexion der Kathodenstrahlen wird durch ein von Crookes[1]) angestelltes Experiment erbracht; *a* und *b* (Fig. 178) sind zwei Metallscheiben, eine oder beide können zu Kathoden gemacht werden, ein Diaphragma mit zwei Öffnungen wird

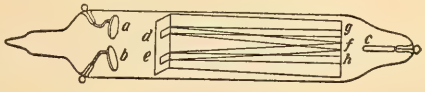


Fig. 178.

gegenüber den beiden Scheiben angebracht, und die Bahn der Strahlen im Rohr wird durch die Phosphoreszenz erkannt, die sie auf einer mit Kalk bestrichenen Platte, die einen kleinen Winkel mit ihrer Bahn einschließt, erregen. Wenn *a* Kathode und *b* ausgeschaltet ist, so gehen die Strahlen längs der Bahn *df*, während, wenn *a* ausgeschaltet und *b* Kathode ist, sie längs *ef* gehen. Wenn jedoch *a* und *b* gleichzeitig zu Kathoden gemacht werden, so sind die Bahnen der Strahlen *dg* und *eh*, indem die beiden Strahlen einander offenbar abstoßen. Crookes schrieb die Divergenz der Strahlen der Abstoßung der negativen Ladung der Elektrizität, die jedes Bündel mit sich führt, zu. Jedoch haben E. Wiedemann und Ebert[2]) durch eine

1) Crookes, Phil. Trans. 1879, part. II, p. 652.
2) Wiedemann u. Ebert, Wied. Ann. 46, p. 158, 1891.

Modifikation dieses Experimentes gezeigt, daß hierin nicht die Ursache der Abstoßung besteht; sie rüsteten die Öffnungen *d* und *e* mit Schließern aus und fanden, daß, wenn *a* und *b* gleichzeitig Kathoden waren, *eh* die Bahn der Strahlen durch *e* war, ob das Fenster bei *d* offen oder geschlossen war. War es geschlossen, so gingen natürlich keine Kathodenstrahlen durch *dg*, also konnten auch die, die durch *d* hindurchkamen, durch sie nicht abgelenkt werden, woraus hervorgeht, daß die Ablenkung der Strahlen ihren Ursprung in dem Raum zwischen *a* und *d* hat.

Die Einflüsse, die wir beschrieben haben, können alle durch die elektrostatische Ablenkung, die die negative Elektrizität, die die Kathodenstrahlen mit sich führen, infolge des starken elektrischen Feldes, das die Kathode umgibt, erklärt werden; diese Abstoßung ist nur beträchtlich, wenn die Strahlen einer Kathode den dunklen Raum der deflektierenden Kathode passieren müssen, weil die Intensität des Feldes, wie wir gesehen haben, sehr viel größer im dunklen Raume als an irgend einer anderen Stelle der Entladungsbahn ist; wir haben auf S. 454 eine Methode erörtert, die dazu dient, diese Deflexion der Kathodenstrahlen zur Messung der Stärke des elektrischen Feldes im Rohre zu benutzen.

„Die Kanalstrahlen".

306. Wenn eine durchbohrte Kathode Verwendung findet, so können bei einem in gewissen Grenzen gehaltenen Druck leuchtende Streifen beobachtet werden, die durch die Löcher in der Kathode gehen, auf der Seite der Kathode, die von der Anode weg liegt, ihren Ausgang nehmen und in geraden Linien fortschreiten, wie in Fig. 179; sie wurden zuerst von Goldstein[1]) beobachtet und von ihm Kanalstrahlen genannt. Sie erregen Phosphoreszenz des Glases, auf das sie treffen, und wenn dieses Glas Natriumglas ist, so zeigen die Stellen, die von diesen Strahlen getroffen werden, bei Beobachtung durch das Spektroskop die Natriumlinie. Wehnelt[2]) zeigte, daß, wenn diese Strahlen auf eine Kupferplatte treffen, sie dieselbe oxydieren; die Kathodenstrahlen reduzieren, wie wir gesehen haben, eine oxydierte Platte. Schmidt[3]) zeigt, daß die Oxydation der Metalle durch die Kanalstrahlen nicht dem Anprall der Strahlen zuzuschreiben ist, sondern auf indirektem Einfluß der

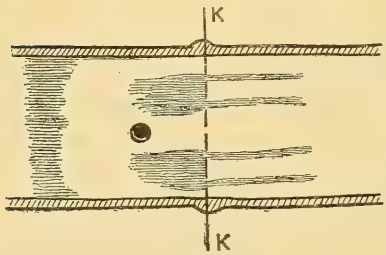


Fig. 179.

1) Goldstein, Berl. Sitz.-Ber. 39, p. 691, 1886; Wied. Ann. 64, p. 45, 1898.
2) Wehnelt, Wied. Ann. 67, p. 421, 1899.
3) G. C. Schmidt, Drudes Ann. IX, p. 703, 1902.

Strahlen beruht, indem die Strahlen aktiven Sauerstoff erzeugen, wenn sie das Gas durchsetzen; er zeigte dies dadurch, daß er auf die Kupferplatte einen Schatten durch Anbringung eines festen Hindernisses zwischen sie und die Strahlen fallen ließ; der Teil der Platte, der im Schatten lag, war geradeso stark oxydiert als der, auf den die Strahlen direkt fielen. Im Wasserstoff beobachtete Schmidt eine reduzierende Wirkung der Kanalstrahlen.

Obwohl diese Strahlen viel weniger als die Kathodenstrahlen durch elektrische oder magnetische Felder abgelenkt werden, so erleiden sie dennoch beträchtliche Ablenkungen, und W. Wien zeigte (siehe S. 117), daß die Richtung dieser Ablenkung anzeigt, daß die Kanalstrahlen aus positiv geladenen Teilchen bestehen; er maß mittelst der in Kapitel V angegebenen Methode das Verhältnis von Ladung zu Masse und fand als einen Maximalwert dieser Größe 10^4, also das Verhältnis von Ladung zu Masse, daß sich für das Wasserstoffion in der Elektrolyse wässeriger Lösungen ergibt. Wien fand, daß außer den Strahlen, die diesen Grenzwert für e/m ergeben, stets noch andere Strahlen vorhanden waren, die kleinere Werte für e/m lieferten, und daß sich nicht mit Gewißheit feststellen ließ, ob die Änderung dieser Größe diskontinuierlich erfolgte, wie es sein müßte, wenn die Ladung sich nur um multipla von e und die Masse um multipla von m ändern würde. Ich habe ähnliche Veränderungen des Wertes von e/m für die positiven Ionen, die von einem glühenden Drahte abgegeben werden, beobachtet; ich denke, daß diese Variation wahrscheinlich den positiven Ionen, die ihre Ladung verlieren, bevor sie das Glas, wo sie Phosphoreszenz erregen, erreichen, zukommt; was bei diesen Bestimmungen gemessen wird, ist das Verhältnis des Mittelwertes von e durch m; wenn nun die positiven Ionen durch eine negative Ladung neutralisiert werden, bevor sie das Glas erreichen, so muß der Mittelwert von e kleiner ausfallen, als wenn die Ionen bis zum Moment des Anpralles ihre Ladung behalten. Wir müssen daran erinnern, daß das Gas, durch welches die Kanalstrahlen sich bewegen, ionisiert ist, und daß eine große Zahl von Elektronen vorhanden ist, die die positive Ladung neutralisieren können. Es erscheint zweifellos, daß, wenn die Ionen ihre Ladung verloren haben, bevor sie das Glas treffen, sie nicht imstande sind, Phosphoreszenz zu erregen, da ja, soweit unsere Kenntnis geht, Phosphoreszenz nicht durch den Anprall ungeladener Moleküle erzeugt wird; nun aber haben nach Wiens Bestimmung die positiven Ionen in den Kanalstrahlen eine Geschwindigkeit von mehr als 10^8 cm/sek.; Erfahrungen über Moleküle, die sich mit Geschwindigkeiten bewegen, die nur annähernd von dieser Größe sind, haben wir nicht; die Erschütterung durch ihren Anprall ist vielleicht hinreichend, um diese Moleküle aufs neue zu ionisieren und so in der Nachbarschaft der

Anprallstelle Erscheinungen auszulösen analog denen, die bei dem Stoß geladener Ionen auftreten.

307. Einige Experimente wurden von W. Wien[1]), Ewers[2]) und Villard[3]) angestellt, um die positive Ladung, die von den Kanalstrahlen mitgeführt wird, festzustellen. Sie verfuhren hierbei wie Perrin in seinem Experiment über die von den Kathodenstrahlen mitgeführte negative Ladung, indem sie die Kanalstrahlen in einem Faradayschen Zylinder auffingen und die Ladung beobachteten, die von dem Zylinder angenommen wurde. Die vorgenannten Physiker unterschieden sich in der Interpretation der Resultate, die sie erhielten; alle sind darin einig, daß unter bestimmten Umständen der Faraday-Zylinder, der hinter einer durchlöcherten Kathode angebracht wird, eine positive elektrische Ladung annimmt; während aber Wien und Ewers der Ansicht sind, daß diese Ladung von den Kanalstrahlen mitgeführt wird, ist Villard der Meinung, daß sie ein sekundärer Effekt ist, der dadurch veranlaßt ist, daß eine langsame Diffusion in den Zylinder von Ionen aus anderen Teilen der Röhre stattfindet. Bei seinen Experimenten fand er, daß die Kanalstrahlen imstande waren, in den Zylinder, schon einige Zeit, bevor dieser eine Andeutung einer positiven Ladung ergab, einzudringen; in der Tat, wenn die Aufladung nur kurze Zeit andauerte, so erschien erst, einige Zeit, nachdem die Entladung abgebrochen war, die positive Ladung im Zylinder. Es erscheint möglich, daß, während des Durchgangs der Entladeng durch das Gas im Rohre, das Gas ein zu guter Leiter ist, als daß die Ladung sich im Zylinder ansammeln kann; gerade wie bei Perrins Experiment verhindert die Leitfähigkeit des Gases die negative Ladung des Zylinders auf einen bestimmten Wert zu kommen, wie lange auch die Kathodenstrahlen auf den Zylinder fallen; wenn die Ladung unterbrochen wird, so erhält das Gas wieder seine Isolationskraft, und der Zylinder kann eine Ladung, die in ihn hineindiffundiert, behalten; wenn diese Anschauung korrekt ist, so wird die positive Ladung, die im Zylinder beobachtet wird, wenigstens zum Teil der Diffusion und nicht der Konvektion der Kanalstrahlen zuzuschreiben sein.

Trotz des noch nicht entscheidenden Resultates dieser Experimente erscheinen zweifellos die magnetischen und elektrischen Ablenkungen, die W. Wien erhielt, von so bündiger Klarheit, daß sie beweisen, daß die Kanalstrahlen eine positive Ladung tragen.

Nach der Anschauung über den Vorgang der Entladung, der in

1) W. Wien, Wied. Ann. 65, p. 445, 1898.
2) Ewers, Wied. Ann. 69, p. 167, 1899.
3) Villard, Journal de Physique [3], t. 8, pp. 5 und 140, 1899.

Kap. XVI auseinandergesetzt wurde, ist eine Strömung positiv geladener Moleküle vorhanden, die sich zur Kathode hin bewegt und diese veranlaßt, Kathodenstrahlen zu emittieren; wenn die Kathode durchlöchert ist, so kann ein Teil dieser Strömung durch die Löcher hindurch und erzeugt im Gase hinter der Kathode Leuchterscheinung und bildet in der Tat die Kanalstrahlen oder die positiven Strahlen, wie wir sie nennen wollen, wenn wir den Beweis für diese ihre Konstitution als hinreichend gestützt ansehen.

Spektrum der Kanalstrahlen u. das Dopplersche Prinzip.

307 a. Ein sehr direkter und wertvoller Nachweis, daß wir in den „Kanalstrahlen" wirkliche Moleküle vor uns haben, die sich mit den Geschwindigkeiten, die aus Wiens Ablenkungsversuchen gefunden wurden, durch das Gas bewegen, wurde von J. Stark[1]) erbracht.

J. Stark gelang der Nachweis, daß die Kanalstrahlen in einer H_2-Atmosphäre das Linienspektrum des Wasserstoffs emittieren. Infolge der großen Geschwindigkeit, mit welcher die Strahlen die Kathode verlassen, muß, nach dem Dopplerschen Prinzip, für den Beobachter, der in Richtung der auf ihn zu eilenden Kanalstrahlen blickt, die Wellenlänge des emittierten Lichtes des leuchtenden, schnell bewegten Moleküles verkürzt erscheinen im Vergleich zu der Wellenlänge, die der Beobachter wahrnimmt, der die Lichtemission normal zur Bahn der Strahlen betrachtet.

Wenn λ_p die Wellenlänge $\parallel$ zu den Strahlen, λ_n die „ruhende" ist, die normal zu den Strahlen beobachtet wird, dann ist nach dem Dopplerschen Prinzip:

$$\lambda_n - \lambda_p = \lambda_n \frac{v}{c}.$$

Die Größe der Verschiebung

$$\frac{\lambda_n - \lambda_p}{\lambda_n}$$

hängt also von dem Verhältnis

$$\frac{v}{c} = \frac{\text{Strahlgeschwindigkeit}}{\text{Lichtgeschwindigkeit}}$$

ab.

Durch genaue Vergleichung der Spektrogramme $\perp$ und parallel zu den Kanalstrahlen erhielt Stark aus der Verschiebung der Linien für die maximale Geschwindigkeit v einen Wert von $5 \cdot 10^7$ cm/sek. Berechnet man andererseits die Geschwindigkeit v aus dem Kathodengefälle, das die Strahlen jenseits der Kathode durcheilen, unter der Annahme, daß sie wesentlich diesem Gefälle ihre Geschwindigkeit verdanken, und unter Zugrundelegung des Wertes $e/m = 9{,}5 \cdot 10^3$, so ergibt sich bei dem Gefälle von 2000 Volt

$$v = \sqrt{2 e/m \, V} = 6 \cdot 10^7 \text{ cm/sek.}$$

1) J. Stark, Phys. Zeitschr. 6, p. 892, 1895.

Außer dieser maximalen Geschwindigkeit kommen noch kontinuierlich kleinere Geschwindigkeiten im Spektrogramm zum Ausdruck, indem die verschobenen Spektrallinien nach Rot zu verbreitert erscheinen. Die Beobachtung eines solchen Geschwindigkeitsbereichs steht im Einklang mit den oben aus den elektrischen und magnetischen Ablenkungsbeobachtungen gezogenen Schlüssen.

Da nur das Linienspektrum des Wasserstoffs, nicht aber sein Bandenspektrum die Verschiebung parallel zur Strahlrichtung erleidet, so folgt, daß das Bandenspektrum nicht dem bewegten Moleküle selbst zukommen kann. Nach einer Hypothese Starks ist die Emission des Bandenspektrums ein Vorgang, der die Rekombination eines positiven Atoms mit einem negativen Elektron begleitet. Das nicht verschobene Bandenspektrum käme hiernach als Begleiterscheinung der Rekombination der von den schnell bewegten Kanalstrahlen durch Stoß dissoziierten Molekeln zum Vorschein, es käme nicht den Kanalstrahlen selbst zu.

Achtzehntes Kapitel.

Röntgenstrahlen.

308. Röntgen fand im Jahre 1895, daß, wenn der Druck in einem Entladungsrohre so niedrig ist, daß die Wände des Rohres lebhaft phosphoreszieren, Strahlen von dem Rohre ausgehen, die sich in geraden Linien fortpflanzen; diese Strahlen erleuchten einen Schirm aus phosphoreszierender Substanz und beeinflussen die in ihren Weg gestellte photographische Platte. Röntgen zeigte ferner, daß diese Strahlen dadurch nicht vollständig ausgelöscht werden, daß für gewöhnliches Licht undurchsichtige Substanzen, wie das Fleisch der Hand, in ihren Weg gebracht werden, und daß, wenn die Hand zwischen Rohr und phosphoreszierenden Schirm gebracht wird, der Schatten, der vom Fleisch geworfen wird, nicht so dunkel wie der der Knochen ist, so daß die Form der letzteren unterschieden werden kann. Die Strahlen, welche diese Erscheinuugen hervorrufen, werden jetzt Röntgenstrahlen genannt. Der Charakter der Strahlen hängt zum großen Teile vom Zustande der sie erzeugenden Röhre ab; wenn der Druck im Rohre sehr niedrig ist, so daß die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden sehr groß ist, so sind die Strahlen viel durchdringender, als wenn der Druck des Gases höher und die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden kleiner ist; sehr durchdringende Strahlen werden im allgemeinen „harte Strahlen“ genannt, leichter absorbierbare „weiche“. Wir haben bereits gesehen, daß die zu irgend einer Zeit von derselben Röhre ausgesandten Strahlen nie alle von gleichem Typus sind (siehe S. 255).

Die Ionisation.

Wir haben einen wesentlichen Teil der Eigenschaften der Röntgenstrahlen im Zusammenhang mit ihrer Fähigkeit, ein Gas, durch das sie hindurchgehen, zu ionisieren, diskutiert; wir wollen jetzt die anderen Eigenschaften dieser Strahlen betrachten.

Fehlen der Refraktion.

Röntgen zeigte, und die Beobachtung wurde von einer großen Anzahl der Experimentatoren bestätigt, daß die Strahlen nicht gebrochen werden, wenn sie von einem Medium zum anderen gehen, und daß sie demnach keine Ablenkung nach dem Durchgang durch ein festes Prisma erleiden.

Sekundärstrahlung.

Wir sahen (S. 268) bereits, daß Röntgenstrahlen, die auf einen festen Körper, oder eine Flüssigkeit, oder auch auf ein Gas treffen, sekundäre Strahlung erzeugen, die im Falle des Auftreffens auf einen festen oder flüssigen Körper ein viel geringeres Durchdringungsvermögen als die einfallenden Strahlen zeigen. Die Inzidenz der Röntgenstrahlen auf die Oberfläche eines festen Körpers wird demnach Veranlassung zum Ausgehen einer Strahlung von der Oberfläche; der größere Teil dieser „reflektierten" Strahlung ist diffus; auch dann, wenn die einfallenden Strahlen alle in einer Richtung gehen, werden die reflektierten Strahlen sich in alle Richtungen zerstreuen. Die Frage, ob diese „diffuse Umkehr" der Strahlen, wie Sir George Stokes sie nennt, von einer speziellen Reflexion begleitet ist, ob also mit anderen Worten ein Überschuß der reflektierten Strahlung in der Richtung, in der der Reflexionswinkel gleich dem Einfallswinkel ist, stattfindet, ist eine Frage, in der die Beobachter nicht übereinstimmen. Lord Blythswood[1]) und Rood[2]) haben Photographien erhalten, in denen dieser Einfluß sehr deutlich ist; andere Beobachter haben ihn jedoch nicht feststellen können. Die spezielle Reflexion dürfte jedenfalls gering sein.

Fehlen der Polarisation.

Es existiert kein sicherer Nachweis einer Polarisation der Strahlen; die Trübung durch zwei Turmalinkristalle, von denen das eine an das Ende des anderen gebracht wird, ist die gleiche, ob die Achsen der Kristalle gekreuzt oder parallel sind.

Absorption und Leitendmachen.

Die Röntgenstrahlen steigern die elektrische Leitfähigkeit schlecht leitender Flüssigkeiten[3]), wie die der Gase; sie steigern auch die elektrische Absorption fester Körper. Curie[4]) hat letzthin gezeigt, daß die Strahlen des Radium denselben Einfluß auf Flüssigkeiten ausüben.

Quelle der Röntgenstrahlen.

309. Durch photographische Aufnahme einer Karte mit Nadelstichen und Ziehen der Linien, welche die Photographie eines Loches mit dem Loch selbst verbinden, und Aufsuchen ihres Schnittpunktes mit dem Rohr wurde gezeigt, daß der von den Kathodenstrahlen getroffene Ort die Stelle ist, von der die Röntgenstrahlen ausgehen. Wenn demnach die Strahlen die Wände des Rohres treffen, so ist der phosphoreszierende Teil des Glases der Ausgangspunkt der Strahlen; wird eine Fokusröhre, d. i. ein Entladungsrohr mit einer Hohlspiegelkathode und einer Platte aus einer schwer schmelzbaren Substanz, die an die Stelle gebracht wird, wo die Kathodenstrahlen konvergieren, verwandt, so wird der Teil der Platte, die von den

1) Lord Blythswood, Proc. Roy. Soc. 59, p. 330, 1896.
2) Rood, Lillimans Journal [4] 2, p. 173, 1896.
3) J. J. Thomsen, Nature 55, p. 606, 1897.
4) Curie, C. R. 134, p. 420, 1902.

Kathodenstrahlen getroffen wird, zur Quelle der Röntgenstrahlen. Campbell Swinton[1]) zeigte, daß Kathodenstrahlen, die normal auf die Platte treffen, wirksamer zur Erzeugung von Röntgenstrahlen sind, als die, die schief auftreffen. Die bei dem Auftreffen der Kathodenstrahlen auf eine Platte erzeugten Röntgenstrahlen gehen nahezu nach allen Richtungen gleichförmig aus. Dies wird durch das folgende Experiment gezeigt: Ein halbkugelförmiger, photographischer Film wird so angebracht, daß sein Zentrum bei *C*, einem Punkte einer Metallplatte, liegt der von Kathodenstrahlen getroffen ist, die aus irgend einer Richtung kommen. Die Röntgenstrahlen, die von der Platte ausgehen, beeinflussen den Film, und wenn die Photographie entwickelt wird, so wird die Intensität derselben so lange nahezu gleichförmig gefunden, bis wir ganz nahe an die Ebene herangehen, wo die Ebene der Platte den Film halbiert. Wenn die Strahlen durch den Anprall der Kathodenstrahlen auf die Glaswand der Röhre erzeugt werden, so scheinen mehr Strahlen von einer normalen als von einer schief gelegenen Stelle auszugehen; dies ist jedoch ein sekundärer Effekt, der durch die Absorption der Strahlen durch das Glas, durch das sie zu gehen haben, verursacht ist; da die Strahlen, die schief austreten, durch größere Dicke des Glases zu gehen haben, als die, die normal ausgehen, so werden sie durch die Absorption des Glases mehr beeinflußt.

Die Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen.

310. Experimente zur Bestimmung der Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen wurden zuerst von Brunhes[2]) und Blondlot[3]) angestellt. Die in beiden Fällen benutzte Eigenschaft, um die Strahlen sichtbar zu machen, war der Einfluß, den diese Strahlen auf die Erleichterung des Funkenüberganges haben. Diese Eigenschaft scheint von vornherein nicht sehr geeignet für diesen Zweck, denn da der Einfluß der Strahlen auf den Funken, der Ionisation des Gases dicht an der Funkenstrecke zuzuschreiben ist, und da das Gas, wenn es einmal ionisiert ist, es für eine beträchtliche Zeit bleibt, so kann wohl der Einfluß der Strahlen auf den Funken einige Zeit lang andauern, nachdem die Strahlen abgebrochen sind, und so kann das Aufleuchten des Funkens durch die Strahlen keine klaren Schlüsse darüber ergeben, daß die Strahlen, die auf die Funken fallen, gleichzeitig mit dem Übergang der Funken eintreffen. Diese Methoden haben auch zu keinem Resultate geführt, das aufrecht erhalten werden konnte.

---

1) Campbell Swinton, Proc. Roy. Soc. 63, p. 432, 1898.
2) Brunhes, Comptes Rendus 130, p. 169, 1900.
3) Blondlot, Comptes Rendus 135, p. 666, 1902.

310 a. Eine Methode, mit Hilfe der es möglich wurde, die Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen zu bestimmen, ist von E. Marx[1]) angegeben worden.

Marx benutzte als Indikator für die Röntgenstrahlung zwei Eigenschaften derselben. Erstens die Fähigkeit der Röntgenstrahlen, zu veranlassen, daß ein von ihnen getroffenes Platinblech Kathodenstrahlen emittiert, zweitens ihre Eigenschaft, Gasreste zu ionisieren. Hierbei erfolgt die Benutzung der Ionisationsfähigkeit im Gegensatz zu der Funkenverwendung als Indikator (vgl. 310) so, daß die zeitliche Dauer der Ionisation keine Störungen für die Messung bedingen kann.

Das Prinzip der Methode ist das folgende: Eine kleine Röntgenröhre (Fig. 180) mit einem Hohlspiegelchen von 3 mm äußerem Durchmesser und etwa 3 mm mittleren Abstand von der Antikathode, wird durch

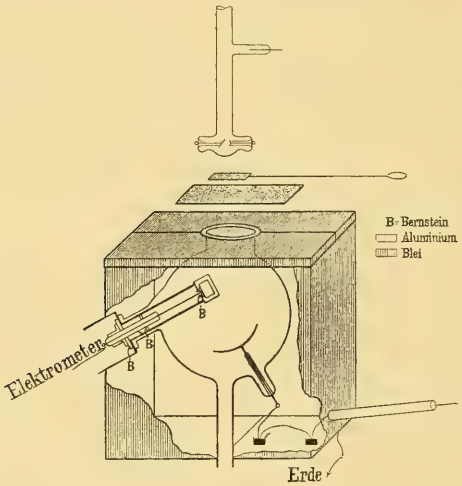


Fig. 180.

die Hertzschen Wellen eines Lecherschen Systems erregt. Bei geeignetem Druck gelingt es, intensive Röntgenstrahlen von dem Rohr zu erhalten, ohne daß die Wellenerregung durch die Anwesenheit der Röhre merklich beeinflußt wird. Die so erzeugten Röntgenstrahlen treffen nach Passierung eines Aluminiumfensters auf eine im Vakuum befindliche Hohlspiegelelektrode aus Platin. Durch das Auftreffen der Strahlung werden an der Platinelektrode dann Kathodenstrahlen frei, wenn das Potential der bestrahlten Elektrode unterhalb eines, von der Höhe des Vakuums abhängigen Potentials liegt. Diese so

1) E. Marx, Phys. Zeitschr. VI, p. 768, 1905; Verh. d. D. Phys. Ges. VII, p. 302, 1905.

erzeugten Kathodenstrahlen werden mit Hilfe eines Faraday-Zylinders aufgefangen und kommen elektrometrisch zur Messung, vorausgesetzt, daß ihre Geschwindigkeit so groß ist, daß sie wirklich bis zum Zylinder gelangen. Dies ist nicht immer der Fall, denn wenn das Vakuum im Auffangrohr nicht sehr beträchtlich ist, und wenn gleichzeitig ein starkes positives Feld an der bestrahlten Elektrode liegt, so tritt solche Verzögerung der frei gemachten Elektronen auf, daß die Geschwindigkeit entweder 0 wird, oder die Richtung derselben auf halbem Wege ihr Zeichen wechselt. Alsdann gelangen also keine Elektronen von der Elektrode aus in den Zylinder. Wenn nun an der Elektrode, die bestrahlt wird, ein zwischen großen positiven und negativen Werten schwingendes Potential anliegt, und die Elektrode im gleichen Tempo, in welchem sie schwingt, bestrahlt wird, so wird je nach dem Potential, das sie zur Zeit der auf sie treffenden Strahlung besitzt, entweder Elektronenemission erfolgen, die das Elektrometer auflädt, oder es wird, falls sie stark positiv angetroffen wird, keine Kathodenstrahlung bis zum Faraday-Zylinder gelangen. In diesem Falle würde das Elektrometer keinen Ausschlag geben, wenn der Ausschlag allein von der Existenz der Sekundärstrahlung abhinge. Das ist aber nicht der Fall; denn infolge der Röntgenbestrahlung werden die Gasreste im Empfangsrohr ionisiert; diese Ionisation erfolgt im Takt der Bestrahlung; liegt während der Bestrahlung ein positives Potential an der Elektrode, dann werden die bei hohem Vakuum sehr schnell beweglichen negativen Elektrizitätsträger zum Teil dem Gasvolumen durch Anziehung entzogen. Alsdann tritt also eine positive Ladung des Faraday-Zylinders und Elektrometers auf. Dieses unterschiedliche Verhalten des elektrometrischen Ausschlages, je nach dem die in das Empfangsrohr gelangenden Röntgenstrahlen ein positives oder ein negatives Potential antreffen, ist das wesentliche Reagens, welches bei der Marxschen Methode der Geschwindigkeitsmessung zur Verwendung kommt.

Die Methode selbst ist eine Nullmethode und wird durch folgendes Schema (Fig. 181) verständlich.

Über den Draht, der zur Kathode im Röntgenrohr führt, ist ein kurzes Stück Ebonitrohr geschoben, das eine Windung einer Drahtleitung trägt, die über eine auf geraden Drähten verstellbare Brücke hin zur bestrahlten Elektrode führt. Die bestrahlte Elektrode ist so mit dem Lecherschen System gekoppelt. Durch die Koppelung wird erreicht, daß die bestrahlte Elektrode im gleichen Takt schwingt, wie die Kathode im Röntgenrohr. Hat die Röntgenröhre eine konstante Entfernung von dem Auffanggefäß, so werden die Röntgenstrahlen einen Schwingungszustand an der bestrahlten Elektrode antreffen, der je nach der Stellung der verschiebbaren Brücke verschieden ist. Ist λ cm die Wellenlänge der die Röntgenstrahlen er-

zeugenden Schwingung, und wird die Brücke um $\lambda/2$ cm von der Elektrode fort verschoben, so wird nach der Brückenverschiebung von den Röntgenstrahlen ein Potential an der Elektrode angetroffen, das einem späteren Schwingungszustande der erzeugenden Welle entspricht. Die Verspätung ist identisch mit der Zeit, welche die Welle braucht, um die eingeschalteten Drahtlängen von $2 \cdot \lambda/2$ cm Gesamtlänge zu durchlaufen. Da die Elektrizität längs gerader Drähte sich mit Lichtgeschwindigkeit c fortpflanzt, liegt der angetroffene Schwingungszustand um die Zeit λ/c hinter dem vor der Verschiebung angetroffenen. Auf diese Weise kann man durch Verstellung der Brücke erreichen, daß das an der Elektrode von den Röntgenstrahlen an-

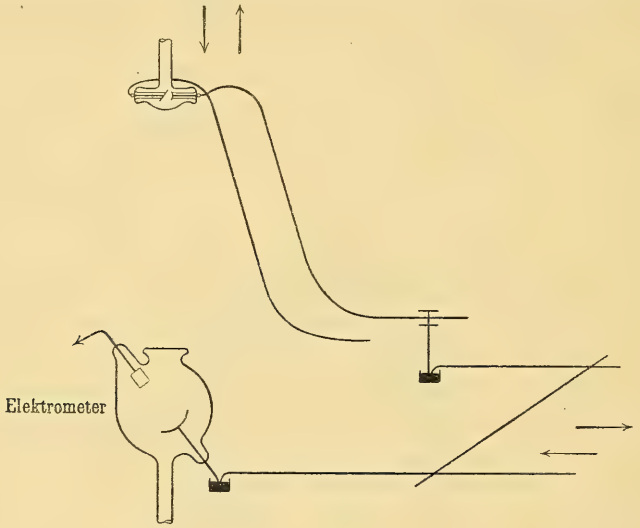


Fig. 181.

getroffene Potential jeden Wert hat, der zwischen dem größten positiven und größten negativen Schwingungspotential liegt. Wird ein starkes positives Potential an der Elektrode angetroffen, so zeigt das Elektrometer, das mit dem Faradayzylinder gegenüber der Elektrode verbunden ist, eine positive Ladung an, wird ein negatives Potential angetroffen, so gehen Kathodenstrahlen von der Elektrode aus, und das Elektrometer lädt sich negativ.

Wird die Brücke so gestellt, daß gerade weder eine positive noch eine negative Ladung des Elektrometers zu beobachten ist, daß also Nullstellung des Elektrometerausschlags eintritt, so wird eine Verschiebung der Röntgenröhre nach oben verursachen, daß die an der Elektrode ankommenden Röntgenstrahlen eine Verspätung erleiden. Die Verspätung ist identisch mit der Zeit, welche die Röntgenstrahlen

brauchen, um die Verschiebungsstrecke zu durchlaufen. Alsdann treffen die Röntgenstrahlen, die vor der Verschiebung ein Potential der Elektrode antrafen, das den Elektrometerausschlag 0 veranlaßte, ein Potential an, das am Elektrometer einen von 0 verschiedenen Ausschlag veranlaßt. Um wieder Null zu erhalten, muß also das Elektrodenpotential um die gleiche Zeit verspätet werden, die der Röntgenstrahlverspätung entspricht; es muß also die Brücke von der Elektrode fort verschoben werden.

Wenn die halbe Brückenverschiebung identisch mit der Röntgenröhrenverschiebung ist, so ist hierdurch bewiesen, daß die Zeit, welche die Röntgenstrahlen brauchen, um eine gegebene Strecke zu durchlaufen, identisch mit der Zeit ist, die die Elektrizität braucht, um die gleiche Strecke längs eines geraden Drahtes zurückzulegen, daß also die Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen identisch ist mit der Lichtgeschwindigkeit. Die bei verschiedenster Wellenlänge und variierter Verschiebung angestellten Messungen ergaben dieses Resultat. Die Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen zeigte sich innerhalb 2,5%, den Versuchsfehlern des Experiments, identisch mit der Geschwindigkeit des Lichtes.

Die Beugung der Röntgenstrahlen.

311. Viele Experimente sind angestellt worden, um zu prüfen, ob, wie im Falle des Lichtes, sowohl innerhalb wie außerhalb der Begrenzungen der Schatten, die von sehr dünnen Objekten geworfen werden, Veränderungen in der Intensität der Strahlen analog den bekannten Beugungsfransen auftreten. Röntgen[1]), der diesen Gegenstand untersuchte, war niemals imstande, Erscheinungen zu erhalten, die ihm hinreichend deutlich zu sein schienen, um zweifelsohne als Beugungserscheinung aufgefaßt werden zu müssen. Fomm[2]) beobachtete bei der Photographie eines sehr schmalen Lichtspaltes dunkle Banden, die wie Beugungsbanden aussahen, aber Beobachtungen mit verschieden großen Spalten zeigten, daß dies nicht ihr Ursprung sein konnte, und Haga und Wind[3]) haben sie als Kontrasteffekte erklärt. Diese Beobachter, die sehr lange fortgesetzte Untersuchungen dieses Gegenstandes anstellten, haben mit einem engen V-artigen Schlitz von nur wenigen Tausendstel Millimeter Breite an seiner weitesten Öffnung, der aus Platinplatten von etwa einem halben Millimeter Dicke hergestellt war, Erscheinungen erhalten, die wohl durch Beugung erzeugt sein dürften, und die nicht in anderer Weise sich erklären ließen. Das Bild eines solchen Spaltes ist in sehr stark vergrößertem Maßstabe in Fig. 182[4]) wiedergegeben: Dieses Diagramm

1) Röntgen, Wied. Ann. 64, p. 18, 1898.
2) Fomm, Wied. Ann. 59, p. 350, 1896.
3) Haga und Wind, Wied. Ann. 68, p. 884, 1899.
4) Wind, Physikal. Zeitschr. II, p. 292, 1901.

stellt eine der Photographien mit zweihundertfacher Vergrößerung der vertikalen Dimensionen dar, während die horizontalen Dimensionen nur verdoppelt sind. Die Verbreiterung des engen Teiles des Schattens ist der Effekt, der als Diffraktionseffekt gedeutet wird. Um

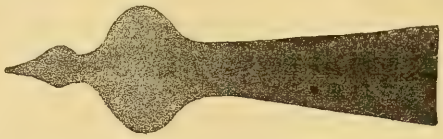


Fig. 182.

eine ähnliche Verbreiterung bei Licht von bestimmter Wellenlänge zu erhalten, müßte die Wellenlänge von der Ordnung $2 \cdot 10^{-8}$ cm sein. Wenn wir die Röntgenstrahlen als durch diskontinuierliche Stöße verursacht ansehen, so wird dies die Ordnung der Stoßbreite für die speziell in Betracht kommenden Strahlen sein.

311 a.[1]) Die Energie der Röntgenstrahlen ist zuerst von Dorn[2]) und Rutherford[3]) gemessen worden, und zwar ohne Bestimmung der sie erzeugenden Kathodenstrahlen, wodurch die Messung erst zu einer definierten wird. Eine von W. Wien[4]) angestellte Untersuchung bezweckt, die Energie der Kathodenstrahlen im Verhältnis zu der durch sie erzeugten Energie der Röntgen- und Sekundärstrahlen zu messen. Aus dem erhaltenen Resultat lassen sich unter gewissen Annahmen wichtige Schlüsse über die Impulsbreite der Röntgenstrahlen ziehen.

Verwendet wurde sowohl eine Thermosäule, die aus 30 Wismut-Antimonelementen bestand, wie ein Bolometer, das aus Platinstreifen von 5 mm Breite und 0,03 mm Dicke hergestellt war. Die Fläche der ersteren betrug 1,4 qcm, die des Bolometers 225 qcm. Bei der großen Empfindlichkeit der Strahlungsmesser müssen besondere Vorsichtsmaßregeln angewandt werden, damit die Wärmestrahlung keine Einwirkung hat.

Als Röntgenröhre wurde eine Müllersche verwendet, bei der die Antikathode eine Glasröhre mit eingeschmolzenem Platinboden ist. Diese Röhre diente als Kalorimetergefäß für die Wärmemessung der Kathodenstrahlen. Der Galvanometerausschlag für die Röntgenstrahlen betrug 30—40 mm bei einer Empfindlichkeit von $2 \cdot 10^{-9}$ Amp. und 6 Ohm Widerstand.

1) Nach einem Autoreferat von Herrn Wien.
2) Wied. Ann. 63, p. 160, 1897.
3) Phys. Zeitschr. 2, p. 53, 1900.
4) W. Wien, Drudes Ann. Bd. 18, p. 991, 1905.

Die Beobachtungen mit der Thermosäule ergaben für Röntgenstrahlen, die an Platin erzeugt waren,

$$\frac{\text{Energie der Röntgenstrahlen}}{\text{Energie der Kathodenstrahlen}} = \frac{E_r}{E_k} = 9{,}17 \cdot 10^{-4};$$

hierbei ist zunächst die Korrektion für die Absorption durch die Wand der Röntgenröhre noch nicht angebracht. Diese wurde sowohl durch die Thermosäule gemessen, indem die Verringerung des Galvanometerausschlags bei Zwischenschiebung eines Stückes Glas von einer ähnlichen Röhre festgestellt wurde, und zweitens wurde sie mit Hilfe von Sekundärstrahlen nach einer von Holtsmark[1]) benutzten Methode bestimmt. Die selektive Absorption kann hierbei nicht genau berücksichtigt werden.

Der hier nach korrigierte Wert von $\frac{E_r}{E_k}$ beträgt für das Thermoelement $1{,}35 \cdot 10^{-3}$, während die kalorimetrischen Messungen

$$1{,}09 \cdot 10^{-3}$$

ergaben.

Nach der Stokes-Wiechertschen Hypothese kann man aus der ausgestrahlten Energie die Impulsbreite der Röntgenstrahlen berechnen unter der Annahme, daß die Kathodenstrahlen bei ihrem Auftreffen eine gleichförmige Verzögerung erfahren. Man kann hierzu eine Formel von Larmor oder eine genauere benutzen, die von Heaviside und Abraham aufgestellt ist. Nach dieser ergibt sich unter gewissen Annahmen (c. f. die Originalabhandlung) für die Impulsbreite

$$\lambda = \frac{E_k}{2E_r} \frac{1}{V} \frac{{v_0}^2 e}{12 c^2} \left\{ \frac{2 + 3{k_0}^2}{{k_0}^4} + \frac{3}{2} \frac{c}{v_0} \log \frac{1 + \frac{v_0}{c}}{1 - \frac{v_0}{c}} \right\}.$$

Hier ist v_0 die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen, V die Röhrenspannung, e die Elementarladung, c die Lichtgeschwindigkeit, ${k_0}^2 = 1 - \frac{{v_0}^2}{c^2}$.

Hier ist angenommen, daß die Röntgenwelle sich mit gleicher Intensität in die Antikathode hinein ausbreitet. Dann ergibt sich

$$\lambda = 1{,}15 \cdot 10^{-10} \text{ cm},$$

während Sommerfeld[2]) aus den Beobachtungen von Haga und Wind

$$1{,}3 \cdot 10^{-8},$$

also einen 100mal größeren Wert ableitet.

1) Holtsmark, Ann. d. Phys. 10, p. 522, 1903.
2) A. Sommerfeld, Phys. Zeitschr. 2, p. 59, 1902.

Die Energie der Sekundärstrahlen wurde dadurch geschätzt, daß die positive Ladung gemessen wurde, die ein im Vakuum befindliches Platinblech durch die Einwirkung der Röntgenstrahlen annahm. Hierbei sind die von der Glaswand kommenden Sekundärstrahlen, die die Ladung des Platinblechs verringern, unberücksichtigt. Dieser Fehler soll besonders untersucht werden. Für die Berechnung der Energie wurde außer der so gemessenen Ladung der von Dorn[1]) bestimmte Wert der Geschwindigkeit der Sekundärstrahlen angenommen.

Es ergab sich für die

$$\frac{\text{Energie der Röntgenstrahlen}}{\text{Energie der Sekundärstrahlen}} = \frac{Er}{Es} = 530.$$

Ein Wert von derselben Größenordnung ergibt sich, wenn man annimmt, daß die gesamte Energieabgabe der Röntgenstrahlen an das Metall darin besteht, daß die Röntgenstrahlen Sekundärstrahlen im Metall auslösen, welche alsdann im Metall absorbiert werden, daß also alle Röntgenstrahlen im Metall in Sekundärstrahlen verwandelt werden, aber nur soviel Sekundärstrahlen vom Metall ausgesandt werden als bei ihrer Absorption im Metall übrig bleibt.

Diese letzte Hypothese würde im Einklang mit der Annahme stehen, daß die große Geschwindigkeit, welche die Sekundärstrahlen erreichen, aus der potentiellen Energie des Atoms stammt, ohne daß die Atomenergie eine Änderung erfährt, indem diese sich durch die von den Röntgenstrahlen stammende Energie ergänzt. Es ist nämlich leicht einzusehen, daß die große Geschwindigkeit der Sekundärstrahlen nicht durch Beschleunigung freier Elektronen durch die Röntgenwelle möglich ist. Jedes Elektron erhält durch eine Röntgenwelle eines Elektrons bei einer Intensität, wie sie bei den obigen Beobachtungen vorkam, eine Geschwindigkeit von $1{,}4 \cdot 10^{-4}$ cm/sek., so daß es der von 10^{13} verzögerten Elektronen ausgesandten Röntgenstrahlen bedarf, um eine Geschwindigkeit von $1{,}4 \cdot 10^{9}$ cm/sek. zu erreichen.

So viel Elektronen treffen aber die Antikathode erst in ungefähr 0,014 Sekunden.

Ebensowenig können die Sekundärstrahlen ihre große Geschwindigkeit bereits im Atom besitzen. Denn um im Atom zu bleiben, müssen sie auf sehr stark gekrümmter Bahn sich bewegen und eine einfache Rechnung zeigt, daß sie dabei soviel Energie ausstrahlen, daß ihre Bewegungsenergie in kürzester Zeit erschöpft ist.

Befinden sich dagegen Elektronen im Atom im labilen Gleichgewicht, so können sie durch die immer in einer Richtung wirkenden Röntgenwellen zum Hinausfliegen veranlaßt werden, wobei die Bewegungsenergie durch die innere potentielle Energie des Atoms ge-

1) Dorn, Jubelband für H. A. Lorentz, Leiden 1900.

liefert wird, die sich also dabei verringern müßte. Nehmen wir nun an, daß alle absorbierten Röntgenwellen im Atom absorbiert werden und daß die Atomenergie im stationären Zustand ungeändert bleibt, so muß die Energie der im Metall entstehenden Sekundärstrahlen gleich der absorbierten sein.

Eine derartige Energieabgabe der Atome würde eine Veränderung dieser nach sich ziehen müssen, die dem Verhalten der radioaktiven Stoffe analog wäre.

Möglich ist aber auch, daß die in den Atomen absorbierten Röntgenwellen die Energie der ausgesandten Sekundärstrahlen decken, was die Unveränderlichkeit der Atomenergie gewährleisten, und mit der Hypothese der intermediären Verwandlung der Röntgenenergie in Kathodenstrahlenergie zusammenfallen würde.

312. Eine Ablenkung der Röntgenstrahlen beim Durchgange durch magnetische Felder, die stark genug sind, um sehr beträchtliche Ablenkungen der Kathodenstrahlen zu erzeugen, konnte nicht beobachtet werden.

Neunzehntes Kapitel.

Eigenschaften bewegter elektrischer Körper.

313. Da Röntgenstrahlen beim Anprall der Kathodenstrahlen auf ein Hindernis erzeugt werden, und da Kathodenstrahlen aus negativ geladenen Teilchen bestehen, so ist es von Interesse, zu prüfen, was eintritt, wenn die Bewegung eines geladenen Teilchens plötzlich angehalten wird.

Wenn ein Teilchen mit einer Ladung e sich gleichförmig parallel der z-Achse mit einer Geschwindigkeit w bewegt, so erzeugt es an einem Punkte, dessen Koordinaten relativ zum Teilchen x, y, z sind, eine radiale elektrische Polarisation von der Größe

$$\frac{e}{4\pi}\,\frac{V}{(V^2-w^2)^{\frac{1}{2}}}\left\{\frac{x^2+y^2+z^2}{\left(x^2+y^2+\frac{V^2}{V^2-w^2}\cdot z^2\right)^3}\right\}^{\frac{1}{2}},$$

und eine magnetische Kraft, deren Komponenten α, β, γ parallel zu den Achsen x, y, z durch die Gleichungen gegeben sind:

$$\alpha = -\frac{e\cdot Vw}{(V^2-w^2)^{\frac{1}{2}}}\,\frac{y}{\left\{x^2+y^2+\frac{V^2}{V^2-w^2}\,z^2\right\}^{\frac{3}{2}}},$$

$$\beta = \frac{e\cdot Vw}{(V^2-w^2)^{\frac{1}{2}}}\,\frac{x}{\left\{x^2+y^2+\frac{V^2}{V^2-w^2}\,z^2\right\}^{\frac{3}{2}}},$$

$$\gamma = 0,$$

wo V die Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektrodynamischen Störungen in einem Medium, welches die Kugel umgibt, bedeutet (siehe J. J. Thomson; Recent Researches in Electricity and Magnetism, p. 18/19).

Wenn w die Geschwindigkeit ist, mit der das Teilchen sich bewegt, und diese klein ist im Vergleich mit V, so ist die radiale elektrische Polarisation:

$$\frac{e}{4\pi}\,\frac{1}{\{x^2+y^2+z^2\}},$$

die gleiche, als wenn das Teilchen in Ruhe ist, und die Komponenten der magnetischen Kraft sind gegeben durch

$$\alpha = -e \cdot w \frac{y}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}},$$

$$\beta = -e \cdot w \frac{x}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}},$$

$$\gamma = 0.$$

Die elektromagnetische Masse des Elektrons.

314. In einem elektrischen Felde, in dem die Komponenten der elektrischen Polarisation f, g, h die der magnetischen Induktion a, b, c sind, ist ein mechanisches Moment vorhanden, dessen Komponenten U, V, W pro Volumeneinheit durch die Gleichungen gegeben sind:

$$U = cg - bh$$
$$V = ah - cf,$$
$$W = bf - cg$$

(siehe Recent Researches, p. 13).

Wenn wir diese Ausdrücke einsetzen, so ergibt sich für die Polarisation und die magnetische Kraft des bewegten, geladenen Teilchens, wenn wir über den Raum außerhalb einer kleinen Kugel vom Radium a, die um den elektrischen Punkt beschrieben ist, integrieren, wenn P, Q, R die Komponenten des resultierenden Momentes für das Medium außerhalb der Kugel sind, in dieser Richtung:

$$P = 0, \qquad Q = 0,$$

$$R = \frac{1}{2} \frac{\mu \varepsilon^2}{a} \frac{V^2}{(V^2 - w^2)^{\frac{1}{2}}} \left\{ \vartheta \left(1 - \frac{1}{4} \frac{V^2}{w^2}\right) + \frac{1}{2} \sin 2\vartheta \left(1 + \frac{1}{2} \frac{V^2}{w^2} \cos 2\vartheta\right) \right\} \quad (1)$$

wo μ die magnetische Permeabilität des Mediums und

$$\sin \vartheta = \frac{w}{V}$$

ist (siehe Recent Researches, p. 21); wenn w klein ist im Vergleich mit V, so reduziert sich der Wert von R auf

$$\frac{2}{3} \cdot \frac{\mu e^2}{a} w.$$

Wenn demnach m' die Masse des Teilchens ist, so ist das Moment, das seiner Bewegung zukommt, nicht $m'w$, sondern infolge des aus dem elektromagnetischen Felde resultierenden Momentes:

$$m'w + R$$

oder, wenn m klein ist:

$$\left(m' + \frac{2}{3} \frac{\mu e^2}{a}\right) w.$$

Es wird demnach das Teilchen in diesem Falle sich verhalten, als wäre seine Masse um $\frac{2}{3} \frac{\mu e^2}{a}$ vergrößert.

315. Im allgemeinen Fall, wo w nicht klein ist, bedeute χ, $m'w + R$, und es werde angenommen, daß auf das Teilchen eine magnetische Kraft H rechtwinklig zu seiner Bewegungsrichtung wirkt; die mechanische Kraft auf das Teilchen ist Hew; wenn demnach in der Zeit δt die Bewegungsrichtung um den Winkel $\delta\theta$ geändert wird, so haben wir:

$$\chi\delta\theta = H \cdot e \cdot w\,\delta t;$$

wenn δs ein Element der Bahn ist, ϱ der Krümmungsradius, so ist

$$\delta\theta = \frac{\delta s}{\varrho} = \frac{w\delta t}{\varrho},$$

demnach

$$\varrho = \frac{\chi}{He}$$

wenn aber e/m das Verhältnis von Ladung zur effektiven Masse ist, so ist

$$\varrho = \frac{m \cdot w}{He},$$

demnach

$$m = \frac{\chi}{w} = m' + \frac{R}{w}.$$

Nun sehen wir aus Gleichung (1) für R, daß, wenn w sich dem V nähert, R/w rapide anwächst; wenn demnach die, wie wir sagen wollen, elektrische Masse mit der mechanischen vergleichbar wird, so sollten wir erwarten, daß m/e mit der Geschwindigkeit des Teilchens variieren würde und mit wachsender Geschwindigkeit wächst. Aus der für R gegebenen Gleichung sehen wir, daß nur bei Teilchen, die sich mit Geschwindigkeiten bewegen, die mit denen des Lichts vergleichbar sind, meßbare Variationen der Werte von m/e zu erwarten sind; glücklicherweise haben wir Teilchen, die sich mit diesen Geschwindigkeiten bewegen, im Radium vor uns, und der Wert von m/e für diese sich rapide bewegenden Moleküle war der Gegenstand einer Untersuchung von Kaufmann[1]), von allerweitgehendstem Interesse.

Elektromagn. Masse des kugelförmigen Elektrons.

315a. Die hier von J. J. Thomson gegebene Theorie hat zum erstenmal, und zwar schon im Jahre 1881, längst vor Entdeckung des Elektrons, den Begriff der elektrischen, scheinbaren Masse in die theoretische Physik eingeführt. Die von Kaufmann seinerzeit als vorläufig angegebenen Zahlenwerte für die Abhängigkeit der scheinbaren Masse des Elektrons von seiner Geschwindigkeit schienen in der Tat der hier vom Verfasser abgeleiteten Formel zu gehorchen; die definitiven Werte der Beobachtung sind jedoch nicht mit dieser Thomsonschen Theorie im Einklang, sondern erfordern zu ihrer Darstellung eine vollständigere Durchführung der Dynamik des Elektrons.

1) Kaufmann, Göttinger Nachr., 8. Nov. 1901.

Da nämlich die ältere Theorie eine Annahme über die Form des Elektrons überhaupt nicht einführt, und ganz allgemein mit den Ausdrücken für das Feld einer Punktentladung operiert, so würden nach dieser Theorie Energie und Impuls (cf. unten) des Elektrons unendlich werden. Um dies zu vermeiden, schließt J. J. Thomson aus, was innerhalb einer gewissen Kugel liegt (Art. 314), dann aber bleiben Energie und Impulssatz für das außerhalb der Kugel liegende Feld nicht gewahrt, und gerade auf Bestehen dieser Sätze beruht die Möglichkeit, die Dynamik des Elektrons extramagnetisch zu begründen. Das ist insbesondere dann notwendig, wenn man mit Willi Wien[1]) die Trägheit der gewöhnlichen Materie auf die elektrische Trägheit der in ihr enthaltenen Elektronen zurückführen und so die ganze Mechanik elektromagnetisch begründen will.

Es ist nun von M. Abraham[2]) auf Grund der Maxwell-Lorentzschen Theorie für die spezielle Annahme, daß die Form des Elektrons eine starre Kugel ist, eine Formel aufgestellt worden, die durch die Kaufmannschen Versuche sich glänzend bestätigte, und für die elektromagnetische Festlegung des allgemeinen Massenbegriffs von hoher Bedeutung geworden ist. Es soll hier insoweit auf die Theorie eingegangen werden, als zum Verständnis des Gedankenganges der zur Entwicklung der Formel für die elektromagnetische Masse des Elektrons führt, unumgänglich notwendig ist:

Die Bewegung des Elektrons wird quasistationär vorausgesetzt, d. h. es wird angenommen, daß eine eventuelle Geschwindigkeitsänderung des Elektrons so langsam erfolgt, daß der Impuls seines Feldes sich aus der jeweiligen Geschwindigkeit, wie bei stationärer Bewegung berechnen läßt. Würde diese Annahme, die unter bestimmten Bedingungen gestattet ist, nicht gemacht, so wäre die Energie und der Impuls nicht mehr durch die momentanen Werte der Geschwindigkeit allein bedingt, sondern auch von den in der Vergangenheit irgend einmal dem Elektron erteilten Beschleunigungen abhängig.

Bei quasistationärer, rotationsloser Bewegung ist der Impuls $\mathfrak{G}$ des Elektrons seiner jeweiligen Geschwindigkeit parallel. Wirkt eine äußere Kraft $\mathfrak{K}$ auf das Elektron, so ändert sich der Impuls. Es ist

$$\frac{d\mathfrak{G}}{dt} = \mathfrak{K}.$$

Der Betrag G des Impulses $\mathfrak{G}$ wird hierbei als allein durch die Geschwindigkeit q des Elektrons bestimmt angenommen.

Die äußere Kraft $\mathfrak{K}$ werde in zwei Komponenten zerlegt. In eine Komponente parallel zur Bewegungsrichtung $\mathfrak{K}_s$, und in eine senk-

1) cf. auf W. Wien, Arch. Aeerl. 5, p. 96—104, 1900. H. A. Lorentz.

2) M. Abraham, Gött. Nachr. 1902, p. 21; Ann. d. Phys. 10; Phys. Z. 2, p. 78, 1900; p. 107, 1903.

rechte dazu $\mathfrak{K}_r$. Erstere erzeugt eine Änderung in der Stärke des Impulses, letztere in seiner Richtung.

Da $\mathfrak{G}$ und q in Richtung der Bewegung weisen, so sind die in Richtung der Bahntangente fallenden Komponenten der zeitlichen Änderungen dieser Vektoren gleich den zeitlichen Änderungen ihrer Beträge, also

$$\frac{dG}{dt} = \frac{dG}{dq} \cdot \frac{dq}{dt} = \mathfrak{K}_s.$$

Den Quotienten aus der in Richtung der Bewegung genommenen Komponente von Kraft und Beschleunigung nennt nun Abraham „longitudinale elektromagnetische Masse“ und bezeichnet diese mit

$$\mu_s = \frac{dG}{dq}.$$

Die Kraftkomponente $\mathfrak{K}_r$, welche die Richtungsänderung des Impulses hervorruft, ist dem Krümmungsradius der Bahn parallel

$$\mathfrak{K}_r = G \cdot q/r.$$

Die entsprechende Komponente der zentripetalen Beschleunigung beträgt q^2/r; mithin wird der Quotient aus transversaler Kraft und transversaler Beschleunigung

$$\mu_r = \frac{G}{q},$$

wo μ_r als „transversale elektromagnetische Masse“ bezeichnet wird.

Um die Größe des Impulses G zu berechnen, haben wir die Grundgleichungen des vom Elektron erregten Feldes heranzuziehen.

Nach den Maxwell-Lorentzschen Gleichungen ist das Feld des Elektrons bestimmt durch die Gleichungen:

$$\text{(A)} \qquad \begin{cases} \frac{1}{c}\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} = \operatorname{curl} \mathfrak{H} - \frac{4\pi\varrho}{c} \cdot \mathfrak{v}, & \operatorname{div} \mathfrak{E} = 4\pi\varrho, \\ -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial t} = \operatorname{curl} \mathfrak{E}, & \operatorname{div} \mathfrak{H} = 0. \end{cases}$$

Wo $\mathfrak{E}$, $\mathfrak{H}$ die elektrische und magnetische Feldstärke, c die Lichtgeschwindigkeit, $\mathfrak{v}$ die absolute Geschwindigkeit des Elektrons bedeuten. Es möge nun das äußere Feld gegeben sein. Sind die äußeren Feldstärken $\mathfrak{E}_p$ und $\mathfrak{H}_p$, so ist die Stärke des Gesamtfeldes:

$$\mathfrak{E}_p + \mathfrak{E}, \qquad \mathfrak{H}_p + \mathfrak{H}.$$

Um die äußere Kraft, die auf das punktförmige Elektron wirkt, zu berechnen, hat man nach H. A. Lorentz zu setzen:

$$\mathfrak{K}_p = e \cdot \mathfrak{F}_p; \qquad \mathfrak{F}_p = \mathfrak{E}_p + \frac{1}{c}[\mathfrak{v} \cdot \mathfrak{H}_p],$$

wo hier und in folgendem unter [ ] das äußere Produkt der beiden Vektoren zu verstehen ist.

Dies gilt für Punktladungen; haben wir ein Volumen v, erfüllt

mit Elektrizität von der Dichte e, so ist für e das Integral $\int dv \cdot \varrho$ zu setzen, so daß die äußere Kraft, die auf das Elektron wirkt, alsdann wird:

$$\mathfrak{K}_p = \int dv \cdot \varrho \cdot \mathfrak{F}_p.$$

Ganz entsprechend aber existiert eine Kraft, die das Elektron auf sich selbst ausübt:

$$\mathfrak{K} = \int dv \cdot \varrho \cdot \mathfrak{F}.$$

Die Resultierende der Kräfte, die auf das Elektron vom äußeren Felde und vom Felde des Elektrons selbst ausgeübt werden, soll aber, das ist das Postulat der „dynamischen Grundgleichungen" in der Abrahamschen Darstellung, verschwinden. Es soll also

(B)
$$\int dv \cdot \varrho \cdot \mathfrak{F} + \int dv \cdot \varrho \cdot \mathfrak{F}_p = 0$$

sein und ebenso sollen eventuelle Drehkräfte von innen und außen sich kompensieren; es sollen

$$\int dv \varrho [r \cdot \mathfrak{F}] + \int dv \varrho [r \cdot \mathfrak{F}_p] = 0$$

sein.

Bei Formulierung des aus diesen Grundgleichungen folgenden Energieprinzips für das Elektron ist die Strahlung des Elektrons mit in Ansatz zu bringen. Ist c die Lichtgeschwindigkeit, so ist

$$\mathfrak{S} = \frac{c}{4\pi}[\mathfrak{E} \cdot \mathfrak{H}]$$

die als „Poyntingscher Strahlvektor" bezeichnete Größe, welche die Strahlung bestimmt. Das Energieprinzip besagt alsdann, daß Leistung der inneren Kräfte $\int dv \varrho \mathfrak{F}$ und die vom Elektron ausgestrahlte Energie $\int \mathfrak{S}_r \cdot dv$, wo $\mathfrak{S}_r$ die Normalkomponente des Strahlvektors ist, auf Kosten der „elektromagnetischen Energie"

$$W = \frac{1}{8\pi}(\mathfrak{E}^2 + \mathfrak{H}^2)$$

erfolgt, daß also

$$\int dv \cdot \varrho (\mathfrak{v} \cdot \mathfrak{F}) + \int \mathfrak{S}_r dv = -\frac{dW}{dt}$$

ist, wo $(\mathfrak{v} \cdot \mathfrak{F})$ das skalare, innere Produkt der Vektoren $\mathfrak{v}$ und $\mathfrak{F}$ bedeutet.

Das so formulierte Energieprinzip entspricht dem Satze von der lebendigen Kraft; nur sind hier die Glieder, die der potentiellen und

der kinetischen Energie in der gewöhnlichen Mechanik entsprechen, durch die „elektromagnetische Energie“ ersetzt.

Sind keine fremden Körper in der Nähe des Elektrons, so lassen sich auch die Impulssätze aus den obigen „dynamischen Grundgleichungen“ in Verbindung mit den Lorentzschen Feldgleichungen gewinnen. Es ist dann

$$\int dv \cdot \varrho \cdot \mathfrak{F} = -\int dv \, \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathfrak{S}}{\partial t}$$

und

$$\int dv \, \varrho [r \cdot \mathfrak{F}] = -\int dv \left[r \cdot \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathfrak{S}}{\partial t} \right] = -\frac{dG}{dt}.$$

Es ist also die „innere Kraft“ gleich der Änderung eines Vektors $G = \frac{1}{c^2} \int dv \cdot \mathfrak{S}$ nach der Zeit.

Der Vektor G wird als Impuls des Elektrons bezeichnet. Er zeigt in Richtung der Bewegung. Entsprechend diesem in Richtung der Bewegung wirkenden Impuls existiert ein hierzu senkrechter:

$$\mathfrak{M} = \frac{1}{c^2} \int dv [r \cdot \mathfrak{S}],$$

der als Drehimpuls bezeichnet wird.

Es läßt sich nun zeigen, daß dieser Impuls des Elektrons mit den drei Größen elektrische Energie W_e, magnetische Energie W_m und Geschwindigkeit q in einfachem Zusammenhang steht. Die in Richtung der Bahn fallende Komponente des Impulses G_x wird nämlich

$$G_x = \frac{d(W_m - W_e)}{dq} = \frac{dL}{dq}.$$

L wird von Abraham in Analogie zur Mechanik als „Lagrangesche Funktion bezeichnet. Die Berechnung von L läßt sich auf ein elektrostatisches Problem reduzieren und so leicht ausführen. Für die Kugel mit Volumladung wird

$$L = -3/5 \, \frac{e^2}{\alpha} \left(\frac{1 - \beta^2}{2\beta} \right) \lg \left(\frac{1+\beta}{1-\beta} \right), \quad \text{wo} \quad \beta = q/c < 1$$

ist. Hier bedeutet e die Ladung des Elektrons, α seinen Radius. Hieraus erhält man den Impuls nach voriger Formel zu

$$G = \frac{dL}{dq} = 3/5 \, \frac{e^2}{\alpha \cdot c} \cdot \frac{1}{\beta} \cdot \left\{ \left(\frac{1+\beta^2}{2\beta} \right) \lg \left(\frac{1+\beta}{1-\beta} \right) - 1 \right\}.$$

Nun ist nach obigem

$$\mu_s = \frac{dG}{dq}; \qquad \mu_r = \frac{G}{q}.$$

Bei langsamer Bewegung wird der Impuls G, wie sich durch Reihenentwicklung der rechten Seite zeigen läßt, der Geschwindigkeit

q annähernd proportional. Dann wird die longitudinale Masse der transversalen gleich, es wird

$$\mu_q = \mu_r = \mu_0,$$

wo

$$\mu_0 = 4/3\varepsilon^2/a$$

für Volumladung ist. Ist aber die Geschwindigkeit des Elektrons nicht mehr klein gegen die Lichtgeschwindigkeit, so hängen die longitudinale und die transversale Masse von der Geschwindigkeit ab, und zwar in verschiedener Weise. Es wird die longitudinale Masse:

$$\mu_s = 3/4 . \mu_0 X(\beta),$$

$$X(\beta) = \frac{1}{\beta^2}\left\{-\frac{1}{\beta}\lg\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) + \frac{z}{1-\beta^2}\right\}$$

$$= \mu_0\{1 + 6/5\beta^2 + q/z\beta^4 + 9/12\beta^6 + \cdots\}$$

und die transversale Masse:

$$\mu_r = 3/4\mu_0 \cdot \psi(\beta);\ \psi(\beta) = \frac{1}{\beta^2}\left\{\left(\frac{1+\beta^2}{2\beta}\right)\cdot\lg\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) - 1\right\}$$

$$\mu_r = \mu_0\left\{1 + \frac{6}{3\cdot 5}\beta^2 + \frac{9}{5\cdot 7}\beta^4 + \frac{12}{7\cdot 9}\beta^6 + \cdots\right\}.$$

Diese letzte Formel ist unabhängig von Abraham und Heaviside erhalten worden. Sie ist von Kaufmann in den folgenden Versuchen für $\beta = 0{,}60$ bis $\beta = 0{,}95$ geprüft und innerhalb der Fehlergrenzen bestätigt gefunden worden.

316. Die Methode, die Kaufmann verwandte, ist in Fig. 183 dargestellt. Kaufmanns Methode.

Ein kleines Stück Radium wurde bei C in ein Gefäß gebracht, aus dem die Luft ausgepumpt wurde; die Strahlen des Radiums passierten ein starkes elektrisches Feld zwischen zwei parallelen Platten P_1, P_2, die 0,1525 cm voneinander entfernt waren und auf einer Potentialdifferenz von 6750 Volt gehalten wurden, sie gingen darauf durch eine kleine Öffnung D in einem Diaphragma, und trafen dann auf eine photographische Platte E; auf ihrem ganzen Wege von C nach E waren die Strahlen unter dem Einfluß eines magnetischen Feldes, das durch den Eletromagneten NS erzeugt wurde; die Ablenkung durch das magnetische Feld war rechtwinklig zu der des elektrischen. Wenn die elektrischen und magnetischen Felder nicht eingeschaltet waren, so trafen alle Strahlen des Radiums die photographische Platte an demselben Punkte, wenn

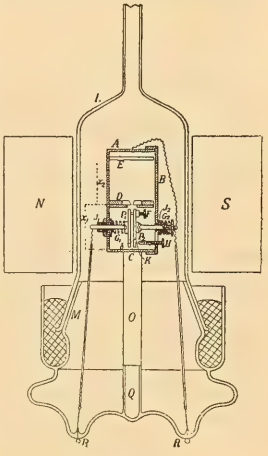


Fig. 183.

jedoch die Strahlen den elektrischen und magnetischen Feldern ausgesetzt werden, so wird die Ablenkung von der Geschwindigkeit abhängen, so daß die Strahlen von verschiedenen Geschwindigkeiten nun die Platte an verschiedenen Punkten treffen werden, und die vom Radium auf der Platte erzeugte Spur wird eine gekrümmte Linie darstellen; wenn man die Photographie ausmißt, so kann die Ablenkung, die dem magnetischen Felde zukommt, und die, die dem elektrischen zukommt, daraus ermittelt werden und aus diesen Ablenkungen die Werte von v, der Geschwindigkeit der Teilchen, und die entsprechenden Werte von e/m. Kaufmann fand, daß, wenn seine Platten einige Tage lang exponiert wurden, er scharf begrenzte Kurven erhielt, aus denen die Abhängigkeit des e/m vom v mit großer Schärfe ermittelt werden konnte.

Konstitution des Elektrons.

316a. Die Ermittlung dieser Abhängigkeit erfolgt durch Ausmessung der Koordinaten der photographischen Kurve. Da nämlich die Größe der elektrischen Ablenkung

$$y = A \cdot \frac{e}{m} \cdot \frac{\Pi}{v^2} \tag{1}$$

ist, während die gleichzeitige magnetische Ablenkung

$$z = B \cdot \frac{e}{m} \cdot \frac{H}{v} \tag{2}$$

ist, wo A, B Konstanten, Π, H elektrische und magnetische Feldstärke bedeuten, so ergibt der Quotient der Koordinaten eines Punktes

$$\frac{z}{y} = v \cdot \text{konst.}, \tag{3}$$

also eine der Geschwindigkeit des β Teilchens proportionale Größe, während

$$\frac{z^2}{y} = \frac{e}{m} \text{ konst.} \tag{4}$$

ein dem $\frac{e}{m}$ Wert proportionale Größe liefert. Es läßt sich also für jedes v aus derselben Kurve das zugehörige $\frac{e}{m}$ ermitteln. Es ergab sich, daß mit zunehmender Geschwindigkeit das Verhältnis von $\frac{e}{m}$ abnahm, daß also m zunahm, wenn man e als konstant betrachtet, und zwar um so rascher, je mehr sich die Geschwindigkeit v der Lichtgeschwindigkeit c nähert.

Ein derartiges Verhalten ergibt aber auch die von Abraham aufgestellte Gleichung, deren Ableitung in § 315a wiedergegeben ist. Schon früher hatte Searle[1]) eine Formel aufgestellt, die die Feldenergie des bewegten Elektrons in Abhängigkeit von seiner Geschwin-

1) Searle, Phil. Mag. (5) 44, 340, 1897.

digkeit zu berechnen gestattete, aber nur für den Fall, daß es sich um eine Beschleunigung in Richtung der Bewegung handelte, nicht aber um eine transversale Beschleunigung.

Nach der Abrahamschen Formel ist die Abhängigkeit des $\frac{e}{m}$ vom v durch die Gleichung gegeben:

$$\frac{e}{m} = \frac{e}{m_0} \frac{4}{3} \frac{1}{\psi(\beta)}, \tag{5}$$

wo e/m_0 der Wert von e/m für ∞ langsame Strahlen bedeutet, $\beta = v/c$ das Verhältnis der Kathodenstrahlgeschwindigkeit zur Lichtgeschwindigkeit ist, und $\psi(\beta)$ eine Funktion von β ist, die durch die Gleichung gegeben ist:

$$\psi(\beta) = \frac{1}{\beta^2}\left[\frac{1+\beta^2}{2\beta} \lg\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) - 1\right]. \tag{6}$$

[Für $\beta = 0$ wird $\psi(\beta) = \frac{4}{3}$, für $\beta = 1$ wird $\psi(\beta) = \infty$].

Bei Vergleichung der experimentell gefundenen Resultate mit den aus der Theorie sich ergebenden ist Kaufmann so verfahren, daß er die zwei Konstanten der experimentell erhaltenen Kurve nicht direkt durch Messung der Apparatdimensionen und der Feldstärken bestimmte, sondern mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate die wahrscheinlichsten Werte dieser Konstanten aus der Kurve ermittelte; diese Berechnung ist rationeller, weil bei der starken Abhängigkeit des e/m in der Nähe der Lichtgeschwindigkeit nach obiger Formel ein Fehler eines $\beta = 0{,}96$ um 2% einen Fehler von m um 19% bedingt.

Die auf der Platte gemessenen elektrischen und magnetischen Ablenkungen y und z sind den Ablenkbarkeiten nicht völlig proportional, vielmehr kommt für die magnetische Ablenkung der Krümmungsradius der Bahnprojektion auf eine senkrecht zur magnetischen Feldrichtung gelegene Ebene in Betracht, und die elektrischen Ablenkungen müssen mit Rücksicht auf die durch gleichzeitige magnetische Ablenkung veränderte Weglänge korrigiert werden. Diese korrigierten Ablenkungen y', z' sind den auf der Platte gemessenen sehr nahe proportional; sie stehen in sehr einfacher Beziehung zu e/m und v. Die Abweichung der Proportionalität der y, z von den y', z' wird durch Korrektionsglieder dargestellt, die allein noch von den Apparatdimensionen abhängen; selbst ziemlich beträchtliche Fehler in der Bestimmung der letzteren können die Resultate wenig beeinflussen.[1])

Alsdann wird, wenn F die elektrische Feldstärke, M die magnetische bezeichnet

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{F}{M}\frac{z'}{y'} = k_1 \frac{z'}{y'} \tag{7}$$

1) Über Einzelheiten der Rechnung vgl. W. Kaufmann, Gött. Nachr. H. 5, 1902.

und

$$\frac{e}{m} = \frac{z'^2}{y'} \frac{F}{M^2}, \tag{8}$$

so daß mit Berücksichtigung von (5)

$$\frac{y'}{z'^2 \psi(\beta)} = \frac{k_1 c}{M} \frac{3}{4} \cdot \frac{m_0}{e} = k_2 \tag{9}$$

oder

$$k_2 = \frac{y'}{z'^2 \psi\left(k_1 \frac{z'}{y'}\right)}. \tag{10}$$

Gleichung (10) stellt die Gleichung der (y', z') Kurve dar, die aus der direkt gemessenen (y, z) Kurve durch eine einfache Umformung erhalten ist.

Die Aufgabe einer alle Werte der Kurve gleichmäßig berücksichtigenden Berechnung geht also dahin, die Konstante k_1 auf der rechten Seite von (10) so zu bestimmen, daß die linke Seite möglichst konstant wird. Mit Hilfe der Gleichung (9) ist man nach Berechnung der 2 Konstanten k_1, k_2 imstande, den Wert e/m_0, also den Wert für unendlich langsame Kathodenstrahlen, zu berechnen und mit dem bei Kathodenstrahlen gewonnenen zu vergleichen.

Es zeigte sich, daß, während die einzelnen Platten ein e/m_0 lieferten, dessen mittlerer Fehler nur Bruchteile eines Prozentes (infolge der Übereinstimmung der k_1, k_2) betrug[1]), die Platten untereinander wesentlich größere Abweichungen zeigten. Diese Abweichungen sind möglichenfalls in einem Verziehen der photographischen Schicht bedingt.

Kaufmann verfuhr deshalb so, daß er durch Vereinigung von etwa 5, den verschiedenen Platten angehörigen Punkten zu einem Schwerpunkt, unter Berücksichtigung der Gewichte der Einzelpunkte, eine aus 9 Punkten bestehende „ausgeglichene Kurve" herstellte, die von den Individualabweichungen der Einzelkurven möglichst befreit ist. Es zeigte sich nun, daß die so erhaltene Kurve sich nicht nur vorzüglich durch die Abrahamsche Formel darstellen ließ, vielmehr ergab sich das überraschende Resultat[2]), daß auch gänzlich andere Annahmen über das Elektron, die in einer Untersuchung von H. A. Lorentz[3]) zugrunde gelegt sind, zu Formeln führten, mit Hilfe deren die y als Funktion der z sich in gleich guter Übereinstimmung mit der Beobachtung berechnen ließen.

Während der Formel von Abraham die Annahme einer starren Kugelform zugrunde liegt, zeigte H. A. Lorentz, daß die Schwierigkeiten, die sich einer Erklärung des negativen Erfolges gewisser Versuche zum Nachweise eines Einflusses der Erdbewegung auf optische

1) Vergl. auch C. Runge, Gött. Nachr. 1903, p. 330.
2) W. Kaufmann, Sitzber. d. K. Preuß. Ak. 1905, p. 949.
3) H. A. Lorentz, Verh. Akad. Amsterdam, 27. Mai 1904.

und elektrische Erscheinungen entgegenstellen, völlig beseitigt werden, wenn man annimmt, daß alle Körper, einschließlich des Elektrons, sich in ganz bestimmter Weise bei ihrer Bewegung durch den Äther deformierten. Ist v die Geschwindigkeit des bewegten Systems, c die Lichtgeschwindigkeit, und wiederum $\beta = v/c$, so sollten sich alle Abmessungen parallel zur Bewegungsrichtung im Verhältnis $(1 - \beta^2)^{1/2}$ verkürzen. Die Abmessungen $\perp$ zur Bewegungsrichtung sollten ungeändert bleiben. Die aus dieser Annahme erhaltene Beziehung zwischen Masse und Geschwindigkeit ließ sich nun gleich gut den erhaltenen Versuchsresultaten anpassen. Der einzige Unterschied bestand darin, daß die Werte von β für ein und denselben Kurvenpunkt sich nach Lorentz 5—7% kleiner ergaben, und daß für das Verhältnis

$$\frac{e}{m_0} = \frac{\text{Ladung}}{\text{Masse für: } \beta = 0}$$

ebenfalls ein kleinerer Wert herauskam. Eine Entscheidung zwischen beiden Grundannahmen konnte deshalb nur erhalten werden, wenn man die beiden Konstanten der erhaltenen Kurve in absolutem Masse aus den Dimensionen des Apparates und der Stärke des ablenkenden magnetischen, bezw. elektrischen Feldes, berechnete, und diese „Apparatkonstanten" mit den „Kurvenkonstanten" verglich.

Durch sehr sorgfältige Ausmessung der Apparatkonstanten wurde dies ermöglicht. Außer der Lorentzschen und Abrahamschen Formel wurde noch eine dritte von Bucherer[1]) mit dem experimentellen Ergebnis verglichen. Bucherer nimmt an, daß das Elektron sich wie bei Lorentz in ein abgeplattetes Ellipsoid mit dem Achsenverhältnis $(1 - \beta^2)^{-1/2} : 1$ (sog. Heaviside-Ellipsoid) deformiert, aber so, daß sich gleichzeitig die Querdimensionen vergrößern und das Volumen konstant bleibt.

Während der Kathodenstrahlwert $1{,}865 \cdot 10^7$ auf ∞ kleine Geschwindigkeiten extrapoliert $\mathbf{1{,}885 \cdot 10^7}$ ergibt, lieferte der aus dem Vergleich der Apparatkonstanten mit den Kurvenkonstanten erhaltene Wert von e/m_0

				Diff.
nach Abraham	1,858;	1,788;	**1,823**	— 3,3%;
nach Lorentz	1,751;	1,569;	**1,660**	— 11,9%;
nach Bucherer	1,833;	1,780;	**1,808**	— 4,0%.

Die hinter den Namen stehenden Zahlen bedeuten den aus den Beobachtungen mit der Methode der kleinsten Quadrate berechneten größten und kleinsten möglichen Wert, die fettgedruckte den Mittelwert. Die % die Abweichung vom Kathodenstrahlwert. Die Lorentzsche Formel zeigt die größte Abweichung.

1) Bucherer, Math. Einführung in die Elektronentheorie, B. G. Teubner, Leipzig 1904.

„Hiernach ist der Versuch, die ganze Physik, einschließlich der Elektrodynamik und der Optik auf das Prinzip der Relativbewegung zu gründen, einstweilen als mißglückt zu bezeichnen."

Eine Entscheidung zwischen den Theorien von Abraham und Bucherer ist einstweilen unmöglich und scheint durch Beobachtungen der oben beschriebenen Art wegen der weitgehenden numerischen Übereinstimmung der $\psi(\beta)$ Kurve überhaupt nicht erreichbar. Ob die Bucherersche Formel für die Optik bewegter Körper das gleiche leisten kann wie die Lorentzsche muß erst ermittelt werden.

316b. Messungen der Abhängigkeit des e/m vom v wurden auch für möglichst schnelle Kathodenstrahlen in Entladungsröhren von H. Starke[1]) im Bereiche von $0{,}52 \cdot 10^{10}$ bis $1{,}15 \cdot 10^{10}$ nach der Kaufmannschen Methode ausgeführt. Das Intervall bis zu einem Entladungspotential von 15000 Volt ($v = 0{,}7 \cdot 10^{10}$) von 7400 angefangen ($v = 0{,}52 \cdot 10^{10}$) wies keine beobachtbaren Änderungen im Werte von e/m auf. Es ergab sich $e/m = 1{,}88$. Wurde aber das Potential bis auf 38000 Volt ($v = 1{,}15 \cdot 10^{10}$) erhöht, so zeigte sich bereits eine Abnahme des Wertes von e/m auf 5%: $e/m = 1{,}78$.

Die Änderung entspricht durchaus der Abrahamschen Formel, nach der die Änderung des Wertes von e/m für Geschwindigkeiten von $0{,}5 \cdot 10^{10}$ bis $1{,}15 \cdot 10^{10}$ eine Änderung von $e/m_0 = 1{,}88 \cdot 10^7$ bis $e/m = 1{,}77 \cdot 10^7$ erzeugt.

Also auch durch diese Messung wird die Annahme rein elektrodynamischer Masse der Elektronen bestätigt.

Materie und Elektron.

317. Die Erscheinungen, die wir in einem früheren Teile dieses Buches beschrieben haben, zeigen, daß die Elektronen ein Bestandteil aller Körper sind, so daß ein Teil der Masse aller Körper den Elektronen zuzuschreiben, und demnach elektrisch ist: es ist leicht, sich eine Konstitution des Atoms vorzustellen, für die die ganze Masse elektrisch sein würde. Denn angenommen, die Atome beständen aus einer großen Anzahl negativer Elektronen und jedes Elektron sei mit der entsprechenden positiven Ladung behaftet, und ferner seien diese positiven Ladungen über ein viel größeres Volumen als die Elektronen verteilt, dann würde die so sich bildende Aggregation eine Verteilung aufweisen, bei der die positive Elektrizität das Volumen einer Kugel erfüllt, und bei der die Elektronen in der Kugel in der Weise verteilt sein müssen, daß ein Gleichgewicht zwischen ihrer gegenseitigen Abstoßung und der Kraft besteht, die sie zum Zentrum der Kugel infolge der positiven Elektrisierung derselben hinzieht; in der Tat würden wir so ein Atom ähnlich dem von Lord Kelvin in seiner

1) H. Starke, Verh. d. D. Phys. Ges. 5, p. 241, 1903.

Abhandlung „Aepinus Atomized“ (Phil. Mag. Mar. 1902) erhalten. Wenn der Radius der Kugel, der von der positiven Elektrisierung eingenommen wird, groß ist im Vergleich mit dem Radius eines Elektrons, so ist es leicht zu zeigen, daß die Masse eines Atoms sich nur wenig von der Summe der Massen der individuellen Elektronen, die als diskrete Systeme gedacht sind, unterscheiden würden. Es sind demnach bei irgend einer Aggregation oder Dissoziation eines Systemes von Atomen die Veränderungen der Masse, da die Zahl der Elektronen unverändert bleibt, außerordentlich klein im Vergleich mit der ganzen Masse der Atome in irgend einem besonders ausgezeichneten Stadium.

Elektrische Masse und Faradaysche Kraftröhren.

318. Es gibt noch einen anderen Standpunkt, von dem aus wir die Frage der elektrischen Masse betrachten können, der sich vielleicht am leichtesten erklären läßt, wenn wir den einfachen Fall eines sich bewegenden geraden Teilchens in Betracht ziehen. Wenn a, b, c die Komponenten der magnetischen Induktion sind, f, g, h die ihres Polarisationszustandes, also die Zahl der Faradayschen Röhren, die durch den Einheitsquerschnitt rechtwinklig zu ihrer Längsrichtung gehen, so sind die Komponenten des Momentes des Feldes (siehe Recent Researches, p. 13) gleich

$$cg - bh, \quad ah - cf, \quad bf - ag.$$

Das magnetische Feld ist der Bewegung der Faradayschen Kraftröhren zuzuschreiben, und wenn der geladene Punkt sich parallel der x-Achse mit einer Geschwindigkeit w bewegt, so haben wir (siehe Recent Researches, p. 8):

$$a = -4\pi \cdot \mu \cdot w \cdot g,$$
$$b = 4\pi \cdot \mu \cdot w \cdot f,$$
$$c = 0,$$

wo μ die magnetische Permeabilität des Mediums, durch das die Faradayschen Kraftröhren sich bewegen, bedeutet. Wenn wir diese Werte für a, b, c in die Gleichungen für die Komponenten des Momentes einsetzen, so ergibt sich für diese:

$$-4\pi \cdot \mu \cdot w \cdot f \cdot h,$$
$$-4\pi \cdot \mu \cdot w \cdot g \cdot h, \quad 4\pi\mu(f^2 + g^2 + h^2)w - 4\pi\mu h^2 w.$$

Es ist demnach das resultierende Moment rechtwinklig zur Richtung der Faradayschen Röhre und liegt in der Ebene, die durch die Kraftröhre und die Bewegungsrichtung des Teilchens gelegt wird; die Größe des resultierenden Momentes ist

$$4\pi \cdot \mu (f^2 + g^2 + h^2) w \sin\theta,$$

wo θ der Winkel zwischen der Faradayschen Kraftröhre und ihrer

Bewegungsrichtung ist, so daß $w \sin \theta$ die Geschwindigkeit der Kraftröhre rechtwinklig zu ihrer Längsrichtung ist. Wir sehen demnach, daß das Moment in dem Felde das gleiche ist, das in dem Falle vorhanden wäre, wenn die Faradayschen Röhren bei ihrer Bewegung rechtwinklig zu sich selbst eine Äthermasse gleich

$$4\pi\mu\,(f^2 + g^2 + h^2)$$

pro Einheitsvolumen mit sich führten, während in dem Falle, daß die Röhren sich parallel zu ihrer Länge bewegen, sie keinen Äther mit sich führen. Das Moment des Feldes ist das Moment dieses gebundenen Äthers. Es stellt demnach nach dieser Anschauung die elektrische Masse eines geladenen Körpers die Masse des Äthers dar, der mitgerissen oder eingeschlossen ist von den Faradayschen Röhren, die an dem Körper haften, und es würde demnach nach der obenerwähnten Hypothese, wonach alle Masse elektrischen Ursprungs ist, folgen, daß die Masse aller Körper in dem Äther seinen Ursprung hat, der von den Faradayschen Kraftröhren, die am Körper enden, mitgerissen wird (siehe Proceedings of Cambridge Philosophical Society, Mar. 1903); der Autor hofft, in Kürze eine detaillierte Darstellung der Konsequenzen dieses Standpunktes zu geben.

Einfluß einer plötzlichen Hemmung eines sich bewegenden geladenen Teilchens.

Entstehen der Röntgenstrahlen.

319. Der Verfasser hat eine analytische Untersuchung dieser Frage im Philosophical Magazine im Februar 1897 veröffentlicht; die folgende geometrische Behandlung desselben Problems ist auf der Methode der Faradayschen Kraftröhren basiert. Angenommen, wir hätten einen geladenen Punkt, der sich so langsam bewegt, daß die Faradayschen Röhren gleichförmig verteilt sind, und der Punkt werde plötzlich gehemmt, der Einfluß der Hemmung des Punktes wird der sein, daß ein Stoß von ihm ausgeht, der sich mit der Geschwindigkeit V fortpflanzt; da aber die Faradayschen Kraftröhren Trägheit besitzen, so werden sie so lange, bis der Stoß sie erreicht, weiter fortfahren, sich mit einer Geschwindigkeit w parallel zur z-Achse zu bewegen; sie werden also in dem gleichen Stadium der Bewegung verharren wie vor der Hemmung des Punktes. Wir wollen nun das Verhalten einer Kraftröhre der Betrachtung unterziehen, die in dem Moment, wo die Entladung in ihrer Bewegung gehemmt wird, die Lage PQ hat und den Zustand nach einem Intervall t nach der Hemmung untersuchen; ein Stoß, dessen Breite δ von der Zeit abhängig ist, die erforderlich ist, um das Teilchen zu hemmen, wird bis zu einer Entfernung Vt vorgerückt sein. An Stellen vor diesem Stoß wird die Bewegung der Röhren nicht beeinflußt sein; diese haben sich

also parallel zu sich um eine Entfernung wt parallel mit der z-Achse bewegt; an Stellen hinter dem Stoß werden die Kraftröhren längs der Geraden in Ruhe sein, die sie berührten, als der Punkt angehalten wurde, so daß die Verhältnisse hinter und vor dem Stoß dargestellt sind durch ON, $P'Q'$ in Fig. 184. Damit demnach die Kraftröhre zusammenhängend bleibt, muß sie im Stoßgebiet scharf gebrochen sein, so daß nun die Kraftröhre eine tangentielle Komponente von beträchtlicher Größe hat. Die Hemmung des Punktes wird demnach eine tangentielle Komponente der elektrischen Kraft hervorrufen, die wir nunmehr berechnen wollen, indem wir annehmen, daß der Stoß von sehr geringer Breite ist, so daß die Kraftröhre bei ihm als nahezu gestreckt angesehen werden kann. Alsdann haben wir

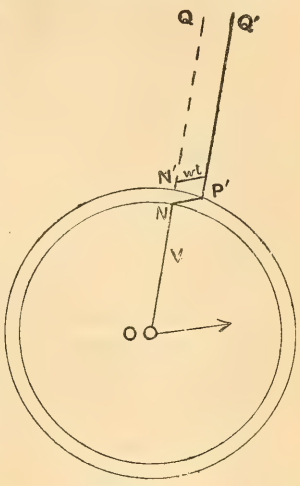


Fig. 184.

$$\frac{\text{tangentielle elektrische Polarisation}}{\text{normale elektrische Polarisation}} = \frac{P'N}{N'N} = \frac{w \sin\theta t}{\delta} \qquad (1)$$

wo t die Zeit ist, die nach der Hemmung des Teilchens verflossen ist, und δ die Stoßbreite.

Das Diagramm linker Hand in Fig. 185 zeigt die Konfiguration

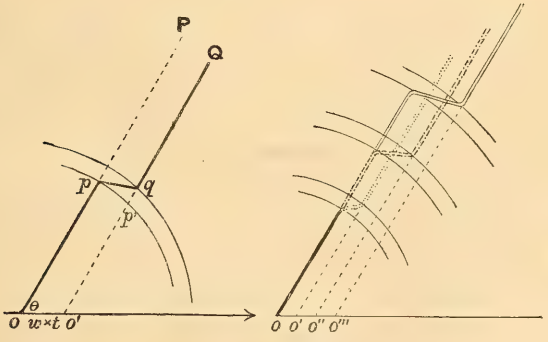


Fig. 185.

der Röhre, wenn das Teilchen erst angehalten worden wäre, bei o', o'', o'''.

Da die normale elektrische Polarisation in einer Entfernung r vom Teilchen gleich $e/4\pi r^2$ ist, und da, wenn V die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Störung ist, $Vt = r$ ist, so haben wir aus (1)

$$\text{die tangentiale elektrische Polarisation} = \frac{e}{4\pi r\delta}\frac{w\sin\theta}{V};$$

da die elektrische Polarisation sich rechtwinklig zu sich mit einer Geschwindigkeit V bewegt, so erzeugt sie eine magnetische Kraft rechtwinklig zur Polarisation und zur eigenen Bewegungsrichtung, also parallel mit der magnetischen Kraft, aber entgegengesetzt zur Richtung derselben vor der Hemmung des Teilchens und gleich dem $4\pi V$fachen der Polarisation, also gleich $\frac{e}{r\cdot\delta} w\sin\theta$. Wir haben demnach in dem Stoße erstens eine tangentiale elektrische Polarisation gleich $ew\sin\theta/4\pi r\delta V$, und zweitens eine magnetische Kraft gleich $ew\sin\theta/r\delta$; da diese nur umgekehrt wie die Entfernung vom Teilchen variieren, während die Polarisation und die magnetische Kraft vor Hemmung des Teilchens umgekehrt mit dem Quadrat der Entfernung variierten, so wird ihre Größe im Stoßbereich außer in der unmittelbaren Nachbarschaft des Teilchens sehr groß sein im Vergleich mit ihren Werten außerhalb des Stoßes. Es ist demnach die Hemmung des geladenen Teilchens von einer Fortpflanzung eines Stoßes von geringer Breite und sehr intensiver elektrischer und magnetischer Kraft nach außen hin begleitet; Stöße, die in dieser Weise entstehen, bilden, wie ich denke, die Röntgenstrahlen. Es ist ersichtlich, daß nach der elektromagnetischen Theorie des Lichtes die Stöße, die wir als die Bestandteile der Röntgenstrahlen ansehen, in vieler Hinsicht identisch mit den Wellen des sichtbaren Lichtes sind; beide bestehen aus elektrischen und magnetischen Kräften, die rechtwinklig aufeinander stehen und rechtwinklig sind zur Richtung der Fortpflanzung; der Unterschied eines Röntgenstrahles und eines Strahles Natriumlicht ist der, daß die Breite des Röntgenstrahlenstoßes sehr klein ist im Vergleich mit der Wellenlänge des Natriumlichtes, und daß bei den Röntgenstrahlen nicht der regelmäßige periodische Charakter, der in einem Wellenzug von konstanter Wellenlänge auftritt, existiert. Sir George Stokes zeigte in der Wilde-Vorlesung, die er vor der Manchester Philosophical Society hielt, daß viele der Unterschiede zwischen Röntgenstrahlen und gewöhnlichem Licht, wie z. B. das Fehlen der Brechung, sich aus der Theorie erklären läßt, nach der die Röntgenstrahlen aus Stößen bestehen, deren Breite sehr klein ist im Vergleich mit der Wellenlänge sichtbaren Lichtes.

Eine sehr vollständige Untersuchung der Beugung der Röntgenstrahlen von diesem Standpunkte aus wurde von Sommerfeld[1]) gegeben.

320. Wenn H die magnetische Kraft in dem Stoße ist, so ist die Energie pro Volumeneinheit im Stoße gleich $\frac{\mu}{4\pi} H^2$ (die Hälfte

1) Sommerfeld, Phys. Zeitschr. (1) p. 105, (2) p. 55, 1900.

hiervon ist dem magnetischen, die Hälfte dem elektrischen Felde zuzuschreiben); wenn wir den Wert für H einsetzen, und über das Volumen des Stoßbereiches integrieren, so finden wir, daß die Energie des Stoßes gleich ist:

$$\frac{2}{3}\,\frac{\mu e^2 w^2}{\delta}.$$

Es variiert demnach die im Stoße ausgestrahlte Energie umgekehrt mit der Stoßbreite, und die Breite des Stoßes hängt von der Plötzlichkeit ab, mit der das Teilchen gehemmt wird; wenn die Hemmung sehr plötzlich erfolgt, so ist der Stoß von geringer Breite, wenn er allmählich erfolgt, von großer. Der Betrag der in den Röntgenstrahlen ausgestrahlten Energie trägt zur Energie des Feldes im Verhältnis von $2a$ zu δ bei, wo a der Radius des Elektrons ist (siehe S. 551). Wenn δ gleich $2a$ ist, so wird alle Energie ausgestrahlt (vorausgesetzt, daß die Masse des Elektrons rein elektrischer Natur ist); bei breiteren Stößen wird nur ein Teil der Energie ausgestrahlt, der Rest wird absorbiert, dort wo die Teilchen gehemmt werden.

321. In der vorigen Untersuchung haben wir die Annahme gemacht, daß die Geschwindigkeit des Teilchens klein ist im Vergleich mit der Geschwindigkeit des Lichtes, die gleiche Methode wird jedoch anwendbar sein, wenn diese Einschränkung wegfällt.

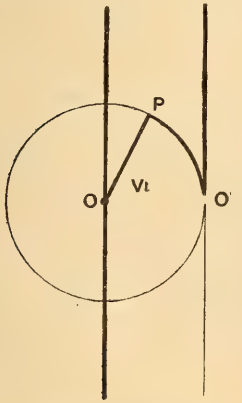


Fig. 186.

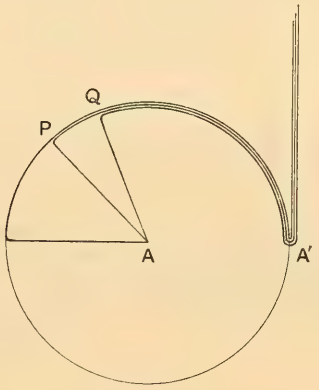


Fig. 187.

Wenn das Teilchen sich mit der Geschwindigkeit des Lichtes bewegt, so sind die elektrischen und magnetischen Kräfte vor der Hemmung auf eine Ebene, die durch das Zentrum der Kugel rechtwinklig zur Bewegungsrichtung geht, beschränkt. Um den Effekt zu einer Zeit t nach der Hemmung solch eines Teilchens zu finden, wollen wir dasselbe Prinzip wie vorher anwenden, daß außerhalb des

Stoßbereiches, dessen Radius Vt ist, das Feld das gleiche ist, als wenn das Teilchen weiter sich gleichförmig mit der Geschwindigkeit bewegt hätte, die es hatte, als es gehemmt wurde, und daß zwischen dem geladenen Teilchen und dem Stoßgebiet die Verteilung der Faradayschen Röhren gleichförmig ist. Alsdann werden wir eine Deformation der Faradayschen Kraftröhren finden, wie sie in Fig. 187 dargestellt ist; die Ebene der magnetischen und elektrischen Kraft bewegt sich weiter, so, als wenn das Teilchen nicht gehemmt worden wäre, da sie ja stets sich gerade außerhalb der Kugel vom Radius Vt hält, und dort außerdem ein Kugelstoßgebiet hinzukommt, das von den Teilen gebildet wird, die die Faradayschen Kraftröhren innerhalb der Kugel mit denen außerhalb verbinden.

322. Um die Größe der tangentiellen Polarisation T zu finden, wollen wir weiterhin folgendermaßen verfahren. Wir betrachten ein Element des Stoßes $ABCDEFGH$, das durch den Schnitt zweier Meridianebenen $ABFE$, $DCGH$ gebildet ist, die unter einem Winkel $\delta\Phi$ geneigt sind und von zwei Kegeln $BCGF$, $ADHE$, deren Öffnungswinkel θ und $\theta + d\theta$, die mit der äußeren und inneren Kugel das Stoßgebiet begrenzen; dann ist, da ja keine freie Elektrizität innerhalb dieses Elementes vorhanden ist, die Zahl der Kraftlinien, die die Oberfläche $BCGF$ verlassen, gleich der Summe der Kraftlinien, die in die Oberflächen $ADEH$ und $EFGH$ eintreten, wenn demnach δ die Stoßbreite, T die tangentiale Polarisation ist, haben wir:

$$\frac{d}{d\theta}(T\delta r \cdot \sin\theta\, d\Phi)d\theta = \frac{e}{4\pi r^2} r \cdot d\theta r \cdot \sin\theta\, d\Phi$$

oder

$$\frac{d}{d\theta}(T\delta r \sin\theta) = \frac{e}{4\pi}\sin\theta$$

oder

$$T = \frac{e}{4\pi r\delta}\frac{1-\cos\theta}{\sin\theta};$$

und H die magnetische Kraft in dem Kugelstoß ist durch die Gleichung gegeben:

$$H = \frac{eV}{r\delta}\frac{1-\cos\theta}{\sin\theta}.$$

Magnetische und elektrische Kräfte infolge der Beschleunigung der geladenen Teilchen.

323. In der Untersuchung im Artikel 319 haben wir die Annahme gemacht, daß die Bewegung des Teilchens auf Ruhe reduziert würde; genau die gleiche Methode wird jedoch die Einflüsse ergeben, die auftreten, wenn kleinere Veränderungen in der Geschwindigkeit

des Teilchens statthaben, und wenn die Geschwindigkeit des Teilchens geändert wird, ohne vollständig zerstört zu werden. Wir sahen in Art. 319, daß, wenn ein Teilchen, das sich mit einer Geschwindigkeit w bewegt, zur Ruhe gebracht wird, wenn also eine Änderung w in der Geschwindigkeit statthat, eine tangentiale elektrische Polarisation T und eine tangentiale magnetische Kraft H auftreten, die in einer Entfernung r von dem Teilchen zur Zeit r/V nach Eintritt der Hemmung des Teilchens durch die Gleichung gegeben sind:

$$T = \frac{e \cdot w \sin\theta}{4\pi r \delta V}, \quad H = \frac{e \cdot w \sin\theta}{r\delta},$$

wenn τ die Zeit ist, die erforderlich ist, um das Teilchen zu hemmen, δ (die Breite des Stoßes) gleich $V\tau$ ist, so können wir schreiben:

$$T = \frac{e \cdot w \sin\theta}{4\pi V^2 r \tau}, \quad H = \frac{e \cdot w \sin\theta}{rV\tau}.$$

Wenn nun die Geschwindigkeit des Teilchens, anstatt um w in der Zeit τ verringert zu werden, um δw in derselben Zeit anwächst, so können wir auf genau die gleiche Weise zeigen, daß eine tangentiale elektrische Polarisation T' und eine magnetische Kraft H' auftreten, die durch die Gleichung gegeben sind:

$$T' = -\frac{e \cdot \delta w \sin\theta}{4\pi V^2 r \cdot \tau}, \quad H' = -\frac{e \cdot \delta w \sin\theta}{r \cdot V\tau},$$

da ja δw der Anstieg in der Geschwindigkeit in der Zeit τ ist, $\delta w = f\tau$, wo f die Beschleunigung des Teilchens darstellt; wenn wir demnach diese Werte für δw substituieren, so haben wir:

$$T' = -\frac{e \cdot f \sin\theta}{4\pi V^2 \cdot r}, \quad H' = -\frac{e \cdot f \sin\theta}{r \cdot V};$$

also ein beschleunigt geladenes Teilchen erzeugt im umgebenden Feld tangentiale magnetische und elektrische Kräfte, welche umgekehrt mit der Entfernung des Teilchens variieren.

Nach Poyntings Theorem ist die Größe des Energieflusses radial zum Einheitsquerschnitt der Fläche gleich $V^2 T' H'$; wenn wir diesen Ausdruck über die Oberfläche einer Kugel, die ihr Zentrum bei dem Teilchen hat, integrieren, so finden wir, daß der Betrag an Energie, der die Fläche durchsetzt, gleich

$$\frac{2}{3}\frac{e^2 f^2}{V}$$

ist, ein Resultat, das von Larmor erhalten wurde (Phil. Mag. V, 44, p. 503, 1897).

324. Die Energiestrahlung des sich bewegenden geladenen Teilchens wird seine Bewegung modifizieren; wenn wir demnach annehmen, daß das Teilchen die Masse m hat, und daß auf dasselbe eine gleichförmige Kraft X wirkt, so ist, wenn v die Geschwindigkeit

Energieverlust durch Strahlung.

des Teilchens ist, die kinetische Energie gleich $\frac{1}{2} m v^2$ und die Beschleunigung gleich $\frac{dv}{dt}$; angenommen, daß in der Zeit δt das Teilchen sich über eine Entfernung δx bewegt, so ist die Arbeit, die auf das Teilchen durch eine äußere Kraft ausgeübt wird, gleich $Xe\delta x$; diese Arbeit muß gleich sein dem Anstieg in der kinetischen Energie plus der Energie, die von dem Teilchen in der Zeit δt ausgestrahlt wird, demnach

$$Xe\delta x = \delta(\tfrac{1}{2} m v^2) + \frac{2}{3}\frac{e^2}{V}\left(\frac{dv}{dt}\right)^2 \delta t$$

oder

$$Xev = mv\frac{dv}{dt} + \frac{2}{3}\frac{e^2}{V}\left(\frac{dv}{dt}\right)^2. \tag{1}$$

Wir sehen aus diesen Gleichungen, daß, wenn das Teilchen von der Ruhe aus ausgeht, seine Beschleunigung anfänglich Null ist anstatt Xe/m.

Wenn wir Gleichung (1) auflösen, so finden wir

$$t = \frac{2}{3}\frac{e^2}{V}\frac{1}{m}\left\{\log\frac{Xe}{Xe - m\frac{dv}{dt}} + \frac{m\frac{dv}{dt}}{Xe - m\frac{dv}{dt}}\right\}. \tag{2}$$

Wenn demnach T die Zeit ist, die erforderlich ist, damit die Beschleunigung die Hälfte ihres Endwertes Xe/m erreicht, so haben wir:

$$T = \frac{2}{3}\frac{e^2}{V}\frac{1}{m}\{\log 2 + 1\}.$$

Bis demnach eine Zeit, die vergleichbar ist mit e^2/Vm, verstrichen ist, ist die Beschleunigung des Teilchens und demnach der Energieverlust durch Strahlung klein im Vergleich mit ihrem Endwert; wenn also ein Stoß elektrischer Kraft über ein geladenes Teilchen hinzieht, so muß ein viel geringerer Bruchteil von Energie im Stoß ausgestrahlt werden, wenn der Stoß von so geringer Breite ist, daß die Zeit, die er gebraucht, um über das Teilchen hinwegzugehen, vergleichbar ist mit T, als ausgestrahlt wird, wenn die Stoßbreite beträchtlich wird, denn dann wird der Stoß von geringer Breite viel größere durchdringende Kraft haben als der von beträchtlicher Breite. Die im Art. 138 abgeleitete Gleichung für den Koeffizienten der Absorption der Röntgenstrahlung ist nur auf solche Fälle anwendbar, daß der Stoß so breit ist, daß die Zeit, die er braucht, um über ein geladenes Teilchen hinwegzugehen, groß ist im Vergleich mit e^2/mV; der Koeffizient der Absorption für Stöße von geringerer Breite ist viel kleiner.

Register.

(Die Zahlen beziehen sich auf die Seiten.)

α-Strahlen 284. 292.
— Ablenkbarkeit derselben 292.
Abraham, Theorie des Elektrons 552. 557.
Absorption der Kathodenstrahlen 322. 328. 526.
— der Poloniumstrahlen 334.
— der Radiumstrahlen 317. 323.
— der Röntgenstrahlen 258. 262.
— des Lichtes, Zusammenhang mit photoelektrischem Effekt 224. 225.
Additive Eigenschaft der Absorption der Röntgenstrahlen 260.
— — der Ionisation, erzeugt durch Röntgenstrahlen 257.
— — des Kathodenfalles des Potentials 460.
— — des Minimumfunkenpotentials 460.
Aitken, Einfluß des Staubes auf die Nebelbildung 135. 179.
Aktinium 303. 386.
Alkalimetalle, Leitfähigkeit der Salze derselben 200.
— Einfluß der Kathodenstrahlen auf die Salze derselben 511.
— photoelektrische Effekte der 219.
Allen, H. S., Ionen, die durch sekundäre Röntgenstrahlen erzeugt werden 274.
Allen und Rutherford, Entweichen der Elektrizität durch Luft 5.
— Abfall der induzierten Radioaktivität 338.
Almy, Entladung von dünnen Drähten 428. 430.
— Einfluß der magnetischen Kraft auf die Entladung 494.
Alternierender Strom: Entladung von einer Spitze 425.
— — — durch Gase bei niederem Druck 494.
Anodenfall des Potentials 475.
Arbeit, die erforderlich, um ein Gas zu ionisieren 191, 264.
Arons, Potentialdifferenz des Bogens in verschiedenen Gasen 439. 440.
— Zusammenhang zwischen Potentialdifferenz und Strom im Bogen 438.
Arrhenius, Leitfähigkeit der Flammen 197. 201.
— elektrischer Wind 423.
— Nordlicht 163.
— Ohmsches Gesetz in Flammen 200.
— photoelektrische Eigenschaften der Silberhalogene 248.
Atmosphärische Elektrizität 3.
Atomgewicht des Radiums 314.
Austin und Starke, Reflexion der Kathodenstrahlen 520.
— Geschwindigkeit der reflektierten Kathodenstrahlen 522.
Ayrton, Mrs., Erscheinung des elektrischen Bogens 437.
— zischender Bogen 442.
— Potentialfall an der Anode 442.
Ayrton, W. E., Zusammenhang zwischen Strom und Potentialdifferenz im Bogen 438.

β-Strahlen 284. 558.
Baille, Funkenentladung 377.
— Entladung in einem nicht gleichförmigen Felde 408.
Baker, Einfluß der Feuchtigkeit auf chemische Verbindung 141.
Baly, geschichtete Entladung 480.
Baly und Ramsay, kritischer Druck im Sauerstoff 464.
Barkla, Sekundäre Röntgenstrahlen 274.
Barnes und Rutherford, Parallelität

zwischen Wärmeeffekt und Radioaktivität 315—317.
Barus, Elektrisierung eines Dampfstrahles 133.
— elektrische Leitfähigkeit durch Phosphor 344.
Battelli, kritischer Druck im Sauerstoff 465.
Becquerel, E., photoelektrische Ströme in Flüssigkeiten 247.
Becquerel, H., Leitfähigkeit der heißen Luft 154.
— elektrische Ablenkung der Strahlen des Radiums 111, 317.
— magnetische Ablenkung der Strahlen des Radiums 317.
— — — — — des Uraniums 291.
— — — der α-Strahlen 283.
— Verhältnis von Ladung zur Masse für negative Ionen vom Radium 111.
— Trennung des radioaktiven Bestandteiles des Uraniums 292.
Bemont, Entdeckung des Radiums 313.
Benoist, Ionisation der Gase durch Röntgenstrahlen 255.
— Absorption der Röntgenstrahlen 260.
Berliner, Gase von glühenden Körpern 179.
Beugung der Röntgenstrahlen 545.
Bewegung der Ionen unter der magnetischen Kraft 79 und elektrischen Kräften 86.
Bidwell, elektrische Leitfähigkeit des Phosphors 344.
Birkeland, Einfluß der magnetischen Kraft auf die Entladung 494.
— magnetisches Spektrum der Kathodenstrahlen 529.
Blondel, Bogen zwischen Elektroden aus verschiedenen Metallen 439.
Blondlot, Leitfähigkeit heißer Luft 154.
— Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen 541.
Blyth, Verteilung des Potentials bei der Funkenentladung 411.
Blythswood (Lord), Reflexion der Röntgenstrahlen 540.
Bogen, elektrischer 436.
— Aussehen desselben 437.
— Verteilung der Potentialdifferenz zwischen den Elektroden 441.
— mit Prüfelektroden 442.
— Einfluß des Druckes auf die Potentialdifferenz 440.
Bogen, zischender 449.
— Intermittenz der 439.
— magnetisches Feld, Einfluß auf 450.
— Potentialdifferenz in verschiedenen Gasen 440.
— Potentialdifferenz zwischen der Anode und Kathode 441.
— Zusammenhang zwischen Potentialdifferenz, Strom und Bogenlänge 437.
— Temperatur des 436.
— Theorie des 444.
— mit Elektroden aus verschiedenen Metallen 439.
Bohr, kritischer Druck in Sauerstoff 464.
Bouty, Funkenpotential 375.
— Zusammenhang zwischen elektrischer Feldstärke und Druck 395.
Boys, Entweichen der Elektrizität durch Luft 2.
Branly, Elektrisierung durch glühende Körper 157. 180.
Braun, Elektrisierung durch Flammen 197.
— Ionisation in Explosionswellen 195.
Breisig, photoelektrischer Effekt in verschiedenen Gasen 236.
Brooks (Miß), die im Funken erzeugte Wärme 496.
Brooks u. Rutherford, Molekulargewicht der Radiumemanation 332.
Brunhes, Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen 541.
Bucherer, scheinbare Masse des Elektrons 561.
Buisson, Einfluß des ultravioletten Lichtes auf die Luft 140.
— photoelektrischer Effekt in Gasen 221.
— Geschwindigkeit der negativen Ionen vom ultravioletten Licht 228.

Cady, Wärmeeffekte durch Kathodenstrahlen 516.
Campbell-Swinton, Hohlbüschel der Kathodenstrahlen 532.
— Bahn der Kathodenstrahlen 531.
— Erzeugung der Röntgenstrahlen 541.
— Phosphoreszenz unter Kathodenstrahlen 511.
— Reflexion der Kathodenstrahlen 520.
Cantor, Zusammenhang der Oxydation mit den photoelektrischen Effekten 252.
Capstick, Kathodenfall des Potentials 459.
Carey-Foster und Pryson, Zusammenhang zwischen Funkenpotential und Funkenlänge 379.

Carr, Funkenpotential 375. 376. 383. 385.
— Einfluß des Materials der Elektroden auf den Funken 376.
Cavallo, Ionisation durch feste glühende Körper 154.
Chattock, Geschwindigkeit der Ionen bei der Spitzenentladung 55. 419.
Chemische Einflüsse, erzeugt durch Radium 334.
— — — durch Kanalstrahlen 536.
— — — durch Kathodenstrahlen 305.
Chemische Wirkung, Einfluß auf den Dampfstrahl 133.
— — Elektrisierung durch 357.
Child, Potentialfall in ionisierten Gasen 62.
Chrystal, Zusammenhang zwischen Funkenpotential und Funkenlänge 378.
Collie und Ramsay, Entladung durch Helium 388.
Cohésion diélectrique 395.
Colson, Kernbildung von Metallen 142.
Cook, aktinische Kraft der Funkenentladung 437.
Coulier, Einfluß des Staubes auf die Wolkenbildung 135.
Coulomb, Entweichen der Elektrizität durch Luft 1.
Crookes (Sir W.), Ionisation eines guten Vakuums 5.
— Strahlung von Uranium 292.
— Dunkelraum 400. 401. 451. 464.
— Zerstäubung der Kathode 469.
— Schichtung 480.
— Kathodenstrahlen 511.
— Phosphoreszenz 512.
— mechanische Einflüsse durch Kathodenstrahlen 517.
— Ablenkung der kathodischen Strömungen 533.
Curie, M. und Mme., Entdeckung des Radiums 312. 313.
— Atomgewicht des Radiums 314.
— Aktivität des Radiums 315.
— Charakter der Radiumstrahlen 315.
— negative Elektronen vom Radium 111. 317.
— radioaktives Gas aus Radium 332.
— induzierte Radioaktivität durch Radium 330.
— Ionisation durch Uranium 290.
Curie, Einfluß der Radiumstrahlen auf die Leitfähigkeit von Flüssigkeiten 540.
Curie, Mme., Entdeckung des Poloniums 334.
— Absorption der Strahlen des Poloniums 334.
Curie und Laborde, Spontane Wärmeproduktion im Radium 315.
Curie und Sagnac, negative Elektrizität von Platten, die Röntgenstrahlen exponiert sind 275.
Curie, Mme. und Laborde, Temperatur des Radiums in Luft 315.

Dauer der Leitfähigkeit der Gase 10. 17. 19.
Debierne, Aktinium 303. 313. 336.
Demarçay, Spektrum des Radiums 313.
Des Coudres, Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen 103.
— — — nach dem Durchgang durch Metallplatten 528.
— longitudinale Beschleunigung der Kathodenstrahlen 97.
— Geschwindigkeit der α-Strahlen 292.
Dewar, Wärme durch Funken erzeugt 416.
Diffusion der Ionen 24.
— — Koeffizienten 32.
— der Gase 34.
Dorn, negative Ionen von Platten, die Röntgenstrahlen exponiert werden 275.
— Geschwindigkeit der sekundären Röntgenstrahlen 277.
— Einfluß der Feuchtigkeit auf Thorium 298.
— Dauer der Strahlung vom Radium 330.
— Energie der Röntgenstrahlen 289. 546.
Druck, Einfluß des auf den Elektrizitätsverlust 5.
— — auf die Rekombinationszahl der Ionen 20.
— — ultraviolette Lichtentladung 232.
— — Funkenpotential 382.
— — Potentialdifferenz im Bogen 440.
— — Potentialfall in der positiven Säule 473.
— — im Funken 412.
Duddell u. Marchant, Bogen bei Elektroden aus verschiedenen Metallen 430.
Dufay, Ionisation durch feste glühende Körper 154.
Duncan, Rowland und Todd, Einfluß des Druckes auf die Potentialdifferenz im Bogen 440.
Dunkler Raum, Crookes 400. 451. 462.

Dunkler Raum, Dicke des 464.
— Zusammenhang mit der mittleren freien Weglänge der Moleküle des Gases 467.
— Beziehung zum Strome 468.
— Theorie des 498.
— Faradays 451.
Durack, Ionisation durch schnell sich bewegende Elektronen 364.
Durchlässigkeit für Röntgenstrahlen
— Koeffizient der 261.
— Kathodenstrahlen 324.
— Radiumstrahlen 324.
Durchperlen durch Wasser 346—357.
— Elektrisierung durch 346.

Earhart, Funkenpotential für sehr kurze Funken 375.
Ebert, Dicke des dunklen Raumes 465.
Ebert und E. Wiedemann, Einfluß des ultravioletten Lichtes auf Funken 369.
— Wärmeeffekt der Kathodenstrahlen 515.
— Entladung bei niederen Drucken durch schnell wechselnde Ströme 495.
— Abstoßung von Kathodenstrahlen 533.
Edison-Effekt 161.
Edlund, Zusammenhang zwischen Potentialdifferenz und Strom bei Bogenentladung 438.
Eichberg und Kallir, Bogen mit Elektroden aus verschiedenen Metallen 439.
Elektrische Entladung durch Gase bei niederen Drucken 451.
— — Theorie der 496.
Elektrisches Feld, Einfluß des auf die Leitfähigkeit der Gase 12.
Elektrische Kraft, Verteilung der, bei der Entladung 452.
— — im Faradayschen Raume 471.
— positive Säule 473.
Elektrischer Wind 423.
Elektrisierung der Gase, die bei der Elektrolyse frei werden 357.
— durch Hindurchperlen durch Wasser 355.
— durch chemische Wirkung 357.
— durch die induzierte Radioaktivität 338.
— Einfluß der, auf die Kondensation der Tropfen 148.
Elektrizität, erste Fluidumstheorie der 450.
— Einfluß auf einen Dampfstrahl 133. 134.
Elektrodenlose Entladung, um die Leitfähigkeit von Flammen zu finden 173.
— Glimmlicht, erzeugt durch 465.
— Einfluß der magnetischen Kraft auf 493.
Elektrolyse, Ladung von Gasen, die frei werden bei der 358.
Elektrolytisches Gas, Wolken erzeugt durch 358.
Elektronen 131.
— von heißen Drähten 160.
— die von Metallen, die ultraviolettem Licht ausgesetzt sind, abgegeben sind 247.
— die vom Radium ausgehen 319.
— die bei ihrer Bewegung ein Gas ionisieren 359.
— in festen und flüssigen Körpern 248 bis 250.
Elster und Geitel, Entweichen der Elektrizität in offener Luft 3.
— Luft in Höhlen und Kellern 6.
— Ionentheorie der atmosphärischen Elektrizität 148.
— Ionisation durch glühende Körper 155.
— Gase von glühenden Körpern 179.
— Einfluß des Magneten auf den Elektrizitätsverlust von heißen Drähten 187.
— photoelektrische Effekte 218. 225.
— — Einfluß der Polarisationsebene auf 240.
— — — — Temperatur 243.
— — — induzierte Radioaktivität auf negativ elektrisierte Drähte 337. 348.
— Radioaktivität der Luft, die im Boden absorbiert ist 348.
Emanation von Radium 330.
— Dichte der 332.
Emanation von Thorium 295.
— Quelle der 299.
Energie in Röntgenstrahlen 289. 546.
Enright, Elektrisierung durch chemische Wirkung 357.
Entternung zwischen den Schichten 482.
Entladung von Spitzen 419.
— elektrische, durch Gase bei niederem Druck 451.
— Theorie der 498.
— Schichtungen in 482.
Entladungsstrahlen 508.
Entweichen der Elektrizität durch Luft 1.
— — — in geschlossenen Gefäßen 7.
Erman, Elektrisierung durch Flammen 197.

Eve, γ-Strahlen 320.
Ewers, thermische Einflüsse durch Kathodenstrahlen 515.
— positive Ladung der Kanalstrahlen 536.
Exner und Haschek, Druck in Funken 415.

Faraday, Einfluß aufeinanderfolgender Funken 368.
— Dissymmetrie der Entladung 412.
— dunkler Raum 451. 471.
Färbung der Salze, in Alkalimetallen erzeugt durch Kathodenstrahlen 511.
Feuchtigkeit, Einfluß der, auf Thoriumstrahlung 307.
— — — — Funken 368.
— Erzeugung der Funken 370.
— Kathodenfall 458.
Filtrieren, Einfluß des, auf die Leitfähigkeit durch Gase 12.
Flammen, Quelle der Ionisation in 172.
— Leitfähigkeit der 194.
— Geschwindigkeit der Ionen in 203. 217.
— Ionisation in Gasen von 194.
— Verteilung der Elektrizität in 191.
— Einfluß des elektrischen Feldes auf 196.
Fleming, Edison-Effekt 161.
— Prüfelektrode im Bogen 442.
— Theorie des Bogens 442.
Fluidumstheorie der Elektrizität 131.
Fluoreszenz, Zusammenhang der, mit den photoelektrischen Effekten 251.
Fomm, Beugung der Röntgenstrahlen 545.
Foster-Carey, Zusammenhang zwischen Funkenpotential und Funkenlänge 379.
Freie Weglänge, Zusammenhang der, mit der kritischen Funkenlänge 395 bis 397.
— — mit der elektrischen Kraft bei der Entladung 401. 405.
— Dicke des dunklen Raumes 467.
Fröhlich, Zusammenhang zwischen Potentialdifferenz und Strom im Bogen 437.
Funken, Drucke in 412.
— Wärme, erzeugt durch 416.
— Konstitution der 416.
— sehr kurze 404. [418.
— Einfluß des magnetischen Feldes auf Funkenentladung 367.
— Einfluß der Feuchtigkeit bei der 368.
— Verzögerung der 369.
Funkenentladung, Einfluß des ultravioletten Lichtes auf die 369.
— Einfluß schneller Änderungen des Potentials auf die 373.
— Theorie der 398.
Funkenlänge, kritische 379.
Funkenpotential 368. 374.
— Einfluß des Materials der Elektroden auf das 369ff.
— Zusammenhang mit der Funkenlänge des 376.
— Abhängigkeit vom Druck des 382.
— Minimum des 388.
— in einem nicht gleichförmigen Felde 408.
— Tabelle des 432.

γ-Strahlen 320.
Galt, Elektrisierung durch Hindurchperlen 356.
Gase, Betrag des normalen Verlustes durch verschiedene Gase 6.
— von glühenden Körpern abgegeben 179.
— photoelektrische Eigenschaften der 218.
Gehrke, Geschwindigkeit der reflektierten Kathodenstrahlen 522.
Geitel, Verlust eines geladenen Körpers in Luft 4.
Geitel und Elster, s. Elster und Geitel.
Geradlinige Strahlung von radioaktiven Körpern 298.
Geschwindigkeit der Ionen 332.
— Methode der Messung 38.
— Entfernung zwischen positiven und negativen Ionen 41.
— Verhältnis der 74.
— Tabelle der 62.
— bei der Spitzenentladung 55.
— in Salzdämpfen 176.
— in Flammen 192.
— der α-Strahlen 292.
— der β-Strahlen 116. 552.
— der Kathodenstrahlen 103.
— der Röntgenstrahlen 541.
— der sekundären Röntgenstrahlen 277.
— der Strahlung von Uranium 291.
— der positiven Ionen, erzeugt durch indizierte Radioaktivität 309.
— der Elektronen, Einfluß der auf die ionisierende Kraft 365.
— der Kanalstrahlen 535.
Giese, Elektrisierung durch Flammen 194. 197.

Giesel, Leuchtkraft des Radiums 314.
— magnetische Ablenkung der Radiumstrahlen 317.
Glühende Körper, Verhältnis von Ladung zu Masse der Elektronen, erzeugt durch 119.
— Verhältnis von Ladung zu Masse für die positiven Ionen, erzeugt durch 119.
— Ionisation durch 154.
— Elektronen von 163.
— positive Ionen, erzeugt durch 171.
— Gase von 179.
— Oberflächendissoziation durch 172.
Gockel, Phosphorluft 345.
Goldstein, Einfluß der Temperatur auf den Kathodenfall des Potentials 458.
— Entfernung zwischen den Schichtungen 481.
— Einfluß der Verengung im Entladungsrohr 483.
— magnetische Kraft auf die Schichtungen 490.
— — — zwischen Schichtungen und Erscheinungen an der Kathode 503.
— Kathodenstrahlen 509.
— Einfluß der Kathodenstrahlen auf Salze von Alkalimetallen 511.
— Reflexion der Kathodenstrahlen 519.
— Phosphoreszenzflecke durch Kathodenstrahlen 530.
— Deflexion kathodischer Strömungen 532.
— Kanalstrahlen 534.
Graham, Verteilung der elektrischen Kraft im Entladungsrohr 452.
— — — — nahe der Kathode 462.
— — — — im Faradayschen Dunkelraum 471.
— positive Säule 473.
Granqvist, Zerstäubung der Kathode 469. 470.
Grier und Rutherford, Strahlung von Uranium 293.
Groß und Shephard, Zusammenhang zwischen Potentialdifferenz und Strom im Bogen 438.
Guthrie, Ionisation durch feste glühende Körper 155.

Haga und Wind, Beugung der Röntgenstrahlen 545.
Halleffekt in Gasen 208.
— im Entladungsrohr 478.
Hallwachs, photoelektrische Effekte 218. 224
Hankel, Elektrisierung durch Flammen 197.
Hardy, chemische Einflüsse durch Röntgenstrahlen 299.
Harmuzescu, Ionisation der Gase durch Röntgenstrahlen 255.
Harvey und Hirt, Entladung von Wechselströmen von einer Spitze aus 425.
Haschek u. Exner, Druck im Funken 415.
Haschek und Mache, Druck im Funken 415.
Helium, Funkenpotential in 387.
— Entladung durch 388.
— Reibung des 366. 388.
Helmholtz, R. v., Einfluß der Elektrizität auf den Dampfstrahl 133.
Helmholtz und Richarz, Elektrisierung eines Dampfstrahles 133.
— Bildung von Wolken durch chemische Einflüsse 134.
Hemsalech und Schuster, Konstitution der Funken 416.
Henry, Phosphoreszenz der Sulfide des Zink 283.
— J., Photoelektrischer Effekt der Gase 214. 220.
Hertz, Photoelektrische Effekte 218.
— Einfluß des ultravioletten Lichtes auf den Funken 369.
— Explosivwelle im Funken 414.
— Durchdringung dünner Metalle durch Kathodenstrahlen 510. 524.
— Verteilung der elektrischen Kraft bei der Entladung 452.
— — — — — in der positiven Säule 473.
Herwig, Elektrisierung durch Flammen 197.
Heydweiller, Wärme durch Funken erzeugt 416.
Himstedt, Entladung alternierender Ströme von einer Spitze 425.
— — — — bei Gasen von niederen Drucken 495.
— Emanation der Thermalquellen 349.
Himstedt und Meyer, Radiumemanation und Helium 343.
Hirt und Harvey, Entladung des alternierenden Stromes von einer Spitze 425.
Hittorf, Entweichen der Elektrizität durch Luft 2.
— Einfluß der Salze auf die Leitfähigkeit der Flammen 176.
— Elektrisierung durch Flammen 197.

Hittorf, Schwierigkeit der Erzeugung kurzer Funken 381.
— Verteilung der elektrischen Kraft im Bogen 452.
— Kathodenfall des Potentials 457. 458.
— Elektrische Kraft im Faradayschen Dunkelraume 471.
— positive Säule 473.
— Einfluß des Magneten auf die Verteilung des Glimmens über der Kathode 490.
— Temperatur im Entladungsrohr 486.
— Kathodenstrahlen 509.
Hoffmann, Entladungsstrahlen 508.
— Radioblei 337.
Hofmann und Zerban, Äquivalentgewicht des Aktiniums 336.
Holmgren, Elektrisierung durch Schütteln von feuchten Stoffen 143.
Holtsmark, Absorption der Röntgenstrahlen 547.
Holtz, Elektrisierung durch Flammen 196.
Hoor, photoelektrische Effekte 218.
— — Einfluß der Temperatur auf 243.
Humphreys, Einfluß des Druckes auf das Spektrum 415.

Ionen 12.
— Erklärung der Leitfähigkeit der Gase durch 15.
— Theorie der Leitung durch Luft durch 17.
— Rekombinationszahl der 20.
— Diffusionsgrad der 22.
— Geschwindigkeit der 35—60.
— Unterschied der Geschwindigkeiten der positiven und negativen 41.
— Geschwindigkeit der, in Flammen 52. 175.
— in Salzdämpfen 204.
— bei der Spitzenentladung 55.
— Ladung der 58.
— mathematische Theorie der Leitung durch 65.
— Bewegung der, im magnetischen Felde 79—90.
— Bewegung der, unter elektrischen und magnetischen Kräften 86.
— Verhältnis der Masse zur Ladung für negative, in Kathodenstrahlen 91—120.
— Verhältnis der Masse zur Ladung für negative, erzeugt durch ultraviolettes Licht 107.
— vom glühenden Draht 111.
Ionen von radioaktiven Substanzen 111. 112.
— positives; Verhältnis der Ladung zu Masse 117.
— — abgegeben vom Radium 291.
— positive; erzeugt durch heißen Draht 171.
— Arbeit, erforderlich zum Erzeugen von 189. 190.
— Kondensation um 125.
— Zahl der, erzeugt durch sekundäre Röntgenstrahlen 275.
— negative, abgegeben von Metallen, die Röntgenstrahlen exponiert sind 276.
— Zahl der, in verschiedenen Teilen der Entladung 477.
Ionisation durch glühende Körper 154.
— durch Zusammenstoß 236. 259.
— durch Röntgenstrahlen 253.
— durch Stoß 237. 359—366. 496.
— Variation der, mit der Temperatur 264.
— Druck 253.
— — in verschiedenen Gasen 254.
— additive Eigenschaft 255.
— durch Kathodenstrahlen 325.
— durch Lenardstrahlen 361.
— durch Radiumstrahlen in verschiedenen Gasen 325.
— durch Poloniumstrahlen in verschiedenen Gasen 325.
— durch ultraviolettes Licht 325.
— in Explosivwellen 221.
— durch Uraniumstrahlen in verschiedenen Gasen 287. 290.
Induzierte Radioaktivität von Thoriumemanation 303.
— — — Dauer 305.
— — — Zeit der Erzeugung 306.
— — — Durchdringungsfähigkeit 307.
— — der Emanation des Radiums 330.
— — auf negativ elektrisierten Drähten in Luft 337. 350.
— — Grad des Abfallens 338.
Intermittenz der Bogenentladung 439.

Jaumann, Einfluß schneller Variationen des Potentials auf den Funken 373.
Johnson, Einfluß schneller Variationen des Potentials auf den Funken 375.

Kallir und Eichberg, Bogen mit Elektroden von verschiedenen Metallen 439.
Kanalstrahlen 117. 534.

Kanalstrahlen, magnetische Ablenkung der 535.
— positive Ladung der 536.
— Oxydation durch 535.
— Spektrum und Dopplereffekt 537. 538.
Kathode, Stromdichte an 461.
— Zerstäubung der 468—471.
— Verteilung des Potentials an der 462.
— Kathodenfall 457. [458.
— Abhängigkeit des von der Natur der
— Einfluß des Stromes auf 464.
Kathodenstrahlen 509.
— Absorption der 322. 328. 526.
— von Uranium 291.
— Ionisation durch 328.
— Einfluß auf Salze von Alkalimetallen 511.
— reduzierender Einfluß auf 512.
— mechanische Einwirkungen durch 517.
— thermische Effekte durch 515.
— elektrische Ladung der 518.
— Masse der Elektronen in 91.
— Reflexion der 503. 519.
— magnetisches Spektrum der 529.
— Zerstreuung der 528.
— Durchlässigkeit für 526.
— Geschwindigkeit der reflektierten 522.
— — nach der Transmission 527.
— Abstoßung der Strömungen der 532.
— Bestimmung von e/m für 91.
— Geschwindigkeit der 103.
Kaufmann, Verhältnis der Masse zur Ladung eines Ions 100.
— Wärme, durch die Entladung erzeugt 416.
— Zerstreuung der Kathodenstrahlen 528.
— Einfluß der Geschwindigkeit auf die Masse eines Elektrons 552.
— Longitudinale Beschleunigung der Kathodenstrahlen 97.
— Theorie der Entladung in Gasen 472.
— Konstitution des Elektrons 558—562.
Kelvin, Lord, Elektrisierung durch Schütteln von Quecksilber 142.
— Einfluß der Oberflächenspannung auf die Wolkenbildung 149.
— negative Elektrisierung durch Hindurchperlen 224. 355. 356.
— Funkenpotential 375.
Kießling, Einfluß von Staub auf die Wolkenbildung 135.
Kirby und Townsend, Ionisation durch Stoß 362.
Knoblauch, photoelektrische Effekte 220.
Knoblauch, photoelektrische Effekte, Beziehung der Oxydation zu 251
Koch, Ionisation durch heiße Drähte 171.
Kondensation um das negative Ion 124.
— um Ionen 137.
Konstitution der Funken 416.
Kosters, Elektrisierung durch Hindurchperlen 356. 358.
Kraft, elektrische, Verteilung der, in Entladungsröhren 452.
— in der positiven Säule 473.
— im Faradayschen Dunkelraume 471.
Kreußler, photoelektrischer Strom durch Gase 229.
Kritische Funkenlänge 379.
Kritischer Druck bei der Funkenentladung 384.

Laborde und Curie, Spontane Wärmeproduktion im Radium 315.
Ladenburg, photoelektrische Eigenschaften einiger Metalle im Vakuum 231.
Ladung, elektrische, des Ions, Bestimmung der 121.
— — der Ionen 58.
Länge der Funken, Beziehung der, zum Funkenpotential 376.
Lang, v., Beziehung zwischen Potentialdifferenz und Strom im Bogen 438. 439.
Langevin, Rekombination der Ionen 21.
— Geschwindigkeit der Ionen 23.
— Arbeit, die erforderlich ist, ein Gas zu ionisieren 264.
— sekundäre Röntgenstrahlen 274.
Laplace, Elektrisierung durch chemische Einwirkung 357.
Larmor, Strahlung von einem Ion 569.
Lavoisier, Elektrisierung durch chemische Einwirkung 357.
Lecher, Intermittenz des Bogens 439.
Lehmann, Erscheinung kurzer Funken 381.
— Einfluß der Verengung in Entladungsröhren 483.
— Einwirkung des Magneten auf die Entladung 489.
— Ähnlichkeit zwischen der Schichtung und den Erscheinungen an der Kathode 503.
Leitfähigkeit der Elektrizität durch Luft 1.
— der Gase, Eigenschaften der 10.
— — entfernt durch Filtrieren 12.
— elektrisches Feld 13.

Leitfähigkeit, verschiedene Arten der Erzeugung 9.
— Zusammenhang zwischen Strom und Potentialdifferenz 14. 65.
— der Luft 1.
— — — in Höhlen und Kellern 6.
— — — wächst mit der Zeit zunächst in einem geschlossenen Gefäß 5.
— der Flammen 197.
— — — erzeugt durch Hindurchperlen durch Wasser 346.
Leithäuser, Geschwindigkeitsverlust der Kathodenstrahlen durch Absorption 526. 527. 528.
Lenard, Verhältnis der Masse zu Ladung eines Ions in Lenardstrahlen 95. 96.
— — wenn erzeugt durch ultraviolettes Licht 109.
— Einfluß des ultravioletten Lichtes auf Gase 140.
— Elektrisierung durch Zerplatzen 143. 255.
— photoelektrische Effekte in Gasen 221.
— Einfluß des Druckes auf den photoelektrischen Elektrizitätsverlust 230.
— Absorption der Lenardstrahlen 322.
— — langsamer Kathodenstrahlen 328. 329. 330.
— Durchdringung der Kathodenstrahlen 524.
— Strahlen 524.
Lenard und Wolff, Wolken durch ultraviolettes Licht gebildet 134.
Liebig, Funkenpotential 375. 376.
Linß, Entweichen der Elektrizität durch Luft 3.
Lorentz, Grundgleichungen 554.
— Konstitution des Elektrons 561.
Luggin, Beziehung zwischen Potentialdifferenz und Strom im Bogen 438.
— Potentialfall an der Anode und Kathode bei der Bogenentladung 441.
Lyman, Kathodenfall des Potentials 458.

Mache und Haschek, Druck im Funken 415.
Magnetische Ablenkung der Strahlen von Uranium 291.
— von Radium 317.
Magnetisches Feld, Einfluß auf den Elektrizitätsverlust von heißen Drähten 187.
— — — auf die Funkenerzeugung 369.
— — — auf den Funken 418.
Magnetisches Feld, Einfluß auf den Bogen 450.
— — — auf die Entladung in Vakuumröhren 487.
— — — auf die Verteilung des Glimmlichts an der Kathode 489.
— — — auf das negative Glimmlicht 487.
— — — auf die Schichtungen 490.
— — — auf die Bewegung der Ionen 79.
Magnetische Kraft, Theorie des Effektes auf die Entladung 505.
Magnetisches Spektrum der Kathodenstrahlen 529.
Marchant und Duddell, Bogen mit Elektroden aus verschiedenem Metall 439.
Marckwald, Radiotellur 336. 337.
Marx, Volumdissoziation in Flammen 172.
— Potentialfall in Flammengasen 192.
— Verschwinden der unipolaren Leitung 200.
— Wanderungsgeschwindigkeit der Ionen in Flammen 206. 212.
— transversale Geschwindigkeit der Ionen im magnetischen Felde 209.
— Abhängigkeit des Halleffektes in Gasen von der Ionenkonzentration 212 bis 217.
— Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen 542. 545.
Masse eines Elektrons 131.
— Einfluß der Geschwindigkeit auf die 550.
Matteucci, Entweichen der Elektrizität durch Luft 2.
— Leitfähigkeit durch Phosphor 344.
McClean, Elektrisierung durch Hindurchperlen durch Wasser 356.
McClelland, Geschwindigkeit der Ionen in Flammen 52. 195.
— Ionen erzeugt durch glühende Drähte 157.
— Ströme durch heiße Gase 186.
McClelland und J. J. Thomson, Absorption der Röntgenstrahlen 255.
McClennan, Ionisation durch Kathodenstrahlen 328.
— Entladung, erzeugt durch Körper einer Exposition an Kathodenstrahlen 515.
— Einfluß der Wände des Gefäßes auf den Elektrizitätsverlust 7.
— Existenz der durchdringenden Strahlung 8.

Mc Clung, Einfluß des Druckes auf die Rekombinationszahl der Ionen 21.
— Einfluß der Temperatur auf die Rekombinationszahl der Ionen 21.
— Einfluß der Temperatur auf die Ionisation eines Gases 21.
Mc Clung und Rutherford, Absorption der Röntgenstrahlen 260.
— Energie in Röntgenstrahlen 289.
Meißner, Bildung der Wolken 134. 359.
— Druck im Funken 414.
Merritt, Geschwindigkeit der reflektierten Kathodenstrahlen 522.
Metaboltheorie 339 ff.
Metalle, Kernbildung 142.
— nichtbogenbildende 440.
Mey, Kathodenfall des Potentials 458. 460.
Meyer und Schweidler, magnetische Ablenkung der Radiumstrahlen 317.
Minimumpotential der Spitzenentladung 419.
— der Funkenentladung 386.
Mohler, Druck im Funken 415.
Molekulargewicht der Radiumemanation 332.
Moleküle, Zahl der, im Kubikzentimeter der Gase 58. 129.
Moreau, Wanderungsgeschwindigkeit der Ionen in Flammen in Abhängigkeit von der Konzentration 206. 207. 208. 215.
Moulton und Spottiswoode, Einfluß der magnetischen Kraft auf die Schichtung 490.
— Ähnlichkeit zwischen Einflüssen an der Kathode und den Schichtungen 503.
Mugna, Wärme erzeugt durch elektrische Entladung 416.
Müller und de la Rue, Einfluß der Natur der Kathoden auf das Funkenpotential 376.
— Entladung zwischen Spitzenelektroden 410.
— Dissymmetrie der Entladung 412.
— Druck im Funken 414.
— geschichtete Entladung 451. 480.

Nabl, Einfluß des Druckes auf die Rekombinationszahl der Ionen 21.
Naccari, Leitfähigkeit durch Phosphor 344.
— Wärme, erzeugt durch Funken 416.
Naccari und Bellati, Wärme, erzeugt durch Funken 416.
Nachglühen in Gasen 513.
Nahrwold, Entweichen der Elektrizität durch Luft 2.
— Gase von glühenden Körpern 179.
Narr, Entweichen der Elektrizität durch Luft 2.
Natterer, Funkenlänge in verschiedenen Gasen 397.
Nebel, Zusammenhang zwischen Potentialdifferenz und Strom im Bogen 438.
Neesen und Paalzow, Einfluß des magnetischen Feldes auf die Entladung 491.
Negative Elektrisierung, induzierte Radioaktivität durch 337.
Negative Ionen, Geschwindigkeit der 41.
— — Kondensation um 121—125. 129.
Negatives Glimmlicht 452.
— — Einfluß des Magneten auf 487.
Neureneuf, Elelektrisierung in Flammen 196.
Newall, Elektrodenlose Entladung 465.
— Nachglühen in Gasen 514.
Nichtbogenbildende Metalle 440.
Nordlicht 163.

Oberflächenspannung 152.
Obermayer, Entladung von einer Spitze 430.
Orgler, Funkenpotential 375.
— Schlagweite und Druck 394.
Owen, Bildung von Wolken 179.
Owens, Radioaktivität des Thoriums 294.
Oxydation durch Kanalstrahlen 534.
— Zusammenhang mit den photoelektrischen Effekten 251.

Paalzow, Wärme, erzeugt durch Funken 416.
Paalzow und Neesen, Einfluß des magnetischen Feldes auf die Entladung 491.
Paschen, Funkenpotential 375 ff.
— Entladung in einem nicht gleichförmigen Felde 408.
— über die γ-Strahlen 320. 321.
Paschens Gesetz 389.
Patterson, Variation des Elektrizitätsentweichens in einem geschlossenen Gefäß mit dem Druck 7.
Peace, Potential, das erforderlich ist, Funken zu erzeugen 375.
— Einfluß des Materials der Kathode auf das Funkenpotential 376.

Perrin, Einfluß des Druckes auf die Ionisation durch Röntgenstrahlen 255.
— Temperatur auf die Ionisation durch Röntgenstrahlen 264.
— Ionisation der verschiedenen Gase durch Röntgenstrahlen 256.
— Sekundäre Röntgenstrahlen 268.
— Elektrische Ladung, mitgeführt von Kathodenstrahlen 518.
Pettinelli und Marcolli, Entladung von heißen Elektroden 192.
Peukert, Beziehung von Potentialdifferenz und Strom im Bogen 438.
Phosphor, Leitfähigkeit durch 344.
Phosphoreszenz 283.
—verursacht durch Kathodenstrahlen 510.
Photoelektrische Effekte 218.
— — Dauer der 247.
— — Einfluß der Temperatur auf 243.
— — Einfluß der Polarisationsebene auf 240.
— — Zusammenhang mit Phosphoreszenz und Ionisation 251.
— — Zusammenhang mit der Oxydation 251.
Photoelektrische Eigenschaften der Gase 219.
Plücker, Einfluß des Magneten auf die Entladung 487.
Poggendorff, Wärme erzeugt durch Funken 416.
Polarisationsebene des Lichtes, Einfluß auf die photoelektrischen Effekte 240.
Polonium 312. 334.
— Einfluß der Strahlung von 325.
Positive Ionen, Geschwindigknit der 41.
— — Verhältnis von Ladung zu Masse 117.
— — in der Nähe heißer Drähte 171.
— — von ultraviolettem Licht 220.
— — vom Radium 291.
Positive Säule 451.
— — Einfluß des Magneten auf die 490.
Positive Strahlen (Kanalstrahlen) 534.
Potential, Verteilung, bei der Funkenentladung 411.
— Minimumfunkenpotential 386.
— Kathodenfall des 370.
— Anodenfall des 475.
Pouillet, Elektrisierung durch Flammen 196.
— chemische Einwirkung 357.
Precht, Einfluß der magnetischen Kraft auf den Funken 418.
Precht, Spitzenentladung 420.
— — bei alternierendem Strom 426.
— Wärmeabgabe des Radiums 321.
Precht und Runge, Atomgewicht des Radiums 314.
Preece (Sir W.), Edison-Effekt 161.
Priestley, Ionisation durch glühende Körper 154.
Pringsheim, Zusammenhang zwischen Strom und Potentialdifferenz in einem ionisierten Gase 76.
— Einfluß der Feuchtigkeit auf chemische Verbindung 141.
— Entladung durch heiße Gase 177.

Quelle der Röntgenstrahlen 540.

Radioaktive Emanation 294.
Radioaktives Gas im Wasser 5.
Radioaktivität des Uraniums 283.
— des Thoriums 293.
— des Radiums 312.
— des Poloniums 312.
— des Aktiniums 312.
— induzierte 303.
— — Dauer der 305.
— — Zeit der Entwicklung 307.
— — Durchdringungsfähigkeit der 306.
Radium, positive Ionen von 291.
— Entdeckung des 312.
— Spektrum des 313.
— Atomgewicht des 314.
— Typen der Strahlung vom 314. 315.
— Strahlung, Absorption der 323.
— Strahlung, Einfluß der, auf Flüssigkeiten 540.
— Temperatur des, in Luft 315.
— Emanation 330.
— — Einfluß der Wärme 331.
— chemische Wirkungen 333.
Ramsay und Baly, kritischer Druck des Sauerstoffes 464.
Ramsay und Collie, Entladung durch Helium 388.
Ramsay und Soddy, Verwandlung von Radiumemanation in Helium 343.
Rayleigh (Lord), innere Reibung des Heliums 388.
— Kritischer Druck des Sauerstoffs 465.
Reflexion der Kathodenstrahlen 519.
— der Röntgenstrahlen 540.
Regen, Radioaktivität des 3.
Reinold und Rücker, zur Oberflächenspannung 152.

Rekombination der Ionen 16.
— — Zahl der 20.
— beeinflußt durch Staub 20.
Richardson, Ionisation von glühenden festen Körpern 160.
Richarz und Helmholtz, Einfluß der Elektrisierung und chemische Einwirkung auf den Dampfstrahl 133. 134.
Rieß, Wärme, erzeugt durch Funken 416.
Righi, photoelektrische Effekte 218.
— Einfluß der Temperatur auf 243.
— Ionisation der Gase durch Röntgenstrahlen 255.
— Einfluß des Metalles der Kathode auf das Funkenpotential 376.
Ritter, Funkenpotential und Schlagweite 393. 394.
Rollmann, Wärme, erzeugt durch Funken 416.
Röntgen, v., Zusammenhang zwischen elektrischer Feldstärke und mittlerer freier Weglänge 396.
— Spitzenentladung 420.
Röntgenstrahlen 253. 539.
— Absorption der 254. 258. 261.
— Ionisation der Gase 256.
— Einfluß des Druckes und der Temperatur 255. 264.
— Einfluß auf den Dampfstrahl 135.
— Wolken 135.
— sekundäre 268.
— — Theorie 277.
— in Luft 271.
— tertiäre 282.
— Reflexion 540.
— Quelle 540.
— Theorie 564.
— Geschwindigkeit 541.
— Beugung 545.
— Einfluß auf feste Körper und Flüssigkeiten 540.
Rood, Reflexion der Röntgenstrahlen 540.
Rowland, Duncan und Todd, Einfluß des Druckes auf die Potentialdifferenz bei der Bogenentladung 440.
Rue, de la, und Müller, Einfluß des Materials der Kathode auf das Funkenpotential 376.
— Funken zwischen Spitzenelektroden 410.
— Dissymmetrie der elektrischen Entladung 412.
— Druck im Funken 414.
— geschichtete Entladung 451. 480.
Runge und Precht, Atomgewicht des Radiums 314.
Russell, Kernbildung von Metallen 142.
Rutherford, Geschwindigkeit der Ionen 33. 35. 36. 40. 50. 53.
— Strom von glühendem Draht 175. 186.
— Ionisation verschiedener Gase durch Röntgenstrahlen 256.
— Absorption der Röntgenstrahlen 258. 260.
— — der Uraniumstrahlen 284.
— Ionisation durch Uraniumstrahlen 291.
— positive Ionen vom Radium 292.
— Radioaktivität des Thoriums 293.
— Emanation vom Thorium 294. 297.
— Einfluß der Temperatur auf die Strahlung vom Thoriums 297.
— induzierte Radioaktivität vom Thorium 303.
— Eigenschaften des Thoriums 307.
— Durchdringungsfähigkeit des Thoriums 307.
— Geschwindigkeit der positiven Ionen, die induzierte Radioaktivität erzeugen 309.
— Durchdringungsfähigkeit der Strahlung des Radiums 330.
— Einfluß der Wärme auf die Radiumstrahlung 330.
— Existenz einer durchdringenden Strahlung 7.
— Radium C. D. E. 337.
Rutherford und Allen, Elektrizitätsentweichen durch Luft 5.
Rutherford und Th. Barnes, Parallelität zwischen Wärmeeffekt und Radioaktivität 315—317.
Rutherford und Miß Brooks, Molekulargewicht der Radiumemanation 332.
Rutherford und Cooke, Einfluß der Wände des Gefäßes auf den Elektrizitätsverlust 7.
Rutherford und Grier, Uraniumstrahlung 293.
Rutherford und McClung, Absorption der Röntgenstrahlen 260.
— Energie in Röntgenstrahlen 289. 290.
Rutherford und Soddy, Einfluß der Feuchtigkeit auf die Thoriumemanation 297.
— Quelle der Thoriumstrahlung 299.
— Ursprung der Radioaktivität 339.
— Metaboltheorie 339—343.

Sagnac, sekundäre Röntgenstrahlen 268.
— tertiäre Röntgenstrahlen 282.
Sagnac und Curie, negative Ionen von Platten, die Röntgenstrahlen exponiert sind 275.
Salzdämpfe, Leitfähigkeit der 201.
— Maximalstrom, getragen von 217.
Sättigungsstrom 14.
Schatten auf der Kathode 406.
Schichtungen 451. 480.
— Entfernung zwischen 481.
— Einfluß der Größe der Entladungsröhre und des Druckes auf die Entfernung 483.
— Einfluß der Natur des Gases 483.
— magnetische Kraft 490.
— in Gasen bei hohen Drucken 485.
Schmidt, C. G., photoelektrische Effekte 220.
— Beziehung der Fluoreszenz und Ionisation zwischen photoelektrischen Effekten 251.
— Radioaktivität des Thoriums 293.
— Oxydation durch Kanalstrahlen 534.
Schmidt, C. G., u. E. Wiedemann, Färbung, erzeugt durch Kathodenstrahlen 513.
Scholl, photoelektrische Effekte an Jodsilber 248—250.
Schuster, Verhältnis der Ladung zur Masse eines Ions 99.
— Schatten auf der Kathode 406.
— Entladung in einem nicht gleichförmigen Felde 410.
— Dicke des Crookesschen Dunkelraumes 451.
— Verteilung des Potentials in der Nähe der Kathode 462.
— Einfluß des Stromes auf den dunklen Raum 468.
— Einfluß des Magneten auf die Verteilung des Glimmens an der Kathode 490.
Schuster und Hemsalech, Konstitution der Funken 416.
Schweidler, v., Strom- und Potentialdifferenzkurve 14.
— Entladung durch ultraviolettes Licht 228.
— — Einfluß des Druckes auf 230. 232. 239.
Schweidler und Meyer, magnetische Ablenkung der Radiumstrahlen 317.
Seitz, Durchdringungsfähigkeit der Kathodenstrahlen 525.
Seitz, Bestimmung von e/m 101.
Sekundäre Röntgenstrahlen 268.
— — Theorie 277.
Shephard und Groß, Zusammenhang zwischen Potentialdifferenz auf Strom im Bogen 438.
Sieveking, Spitzenentladung 421.
Simon, Verhältnis von Ladung zu Masse des Elektrons 100.
Skinner, Verteilung der elektrischen Kraft längs der Entladung 452.
— — — — in der Nähe der Kathode 463.
— — — — im Faradayschen Dunkelraum 471.
— Anodenfall des Potentials 475.
Smithells, Dawson und Wilson, Leitfähigkeit der Salzdämpfe 202.
Soddy und Rutherford, Einfluß der Temperatur auf die Thoriumstrahlung 297.
— Quelle der Radioaktivität 299.
Sommerfeld, Beugung der Röntgenstrahlen 566.
Spektrum des Radiums 313.
Spitzenentladung, Geschwindigkeit der Ionen bei der 55. 419.
— Zusammenhang zwischen Funkenpotential und Strom 421. 428.
— Einfluß der Verunreinigungen 422.
— mit alternierenden Strömen, Theorie 426.
Spottiswoode und Moulton, Einfluß der magnetischen Kraft auf die Schichten 490.
— Ähnlichkeiten zwischen Schichtungen und Einflüssen auf die Kathode 503.
Stark, Kathodenfall des Potentials 463.
— Dopplersches Prinzip bei Kanalstrahlen 538.
— Oxydkathoden in Flammen 181.
— Arbeit, die erforderlich ist, um ein Gas zu ionisieren 264.
Starke, Reflexion der Kathodenstrahlen 520.
— scheinbare Masse der Kathodenstrahlen 562.
— Radiometereffekt 517.
Starke und Austin, Reflexion der Kathodenstrahlen 520.
Staub, Einfluß des, auf das Elektrizitätsentweichen durch Gase 6.
— — — auf die Rekombinationszahl der Ionen 20.
— — — auf die Wolkenbildung 135.
Stewart, Gase von glühenden Körpern 179.

Stokes (Sir G. G.), Bewegung eines Ions im magnetischen Felde 82.
— Geschwindigkeit des fallenden Tropfens 121.
— Theorie der Röntgenstrahlen 566.
Stoletow, photoelektrische Effekte 218. 224.
— Beziehung zwischen Strom und Potentialdifferenz für das Elektrizitätsentweichen, das durch ultraviolettes Licht veranlaßt ist 226. 227.
— Einfluß des Druckes auf den Elektrizitätsverlust durch Belichtung 230.
— — der Temperatur auf den Elektrizitätsverlust durch Belichtung 247.
Stoß, Ionisation durch 237. 359 ff. 496 ff.
Strachan, Verteilung der elektrischen Kraft 455.
Strahl (Dampf-), Einfluß der Elektrizität auf 133.
— — — glühender Drähte auf 134.
— — — chemische Wirkung auf 134.
— — — Röntgenstrahlen auf 135.
Strahlung α und β von radioaktiven Substanzen 284.
— von einem Ion 569.
Strom, Zusammenhang mit der Potentialdifferenz für die Entladung durch ein Gas 13. 73.
— Sättigungsstrom 14.
— Abhängigkeit des von der Potentialdifferenz für das Entweichen der Elektrizität durch ultraviolettes Licht 226.
— Zusammenhang mit dem Funkenpotential für die Spitzenentladung 421.
— Luft, verursacht durch Bewegung von Ionen 60.
Stromdichte an der Kathode 461.
— Einfluß der, auf den Kathodenfall des Potentials 464.
Strutt (Hon. R. J.), γ-Strahlen 320.
— Absorption der Radiumstrahlen 323.
— Funkenpotential 375.
— — in verschiedenen Gasen 386.
— Kathodenfall des Potentials 459.
— magnetisches Spektrum der Kathodenstrahlen 539.
— Einfluß der Wände des Gefäßes auf den Elektrizitätsverlust 545.
Swyngedauw, Einfluß des ultravioletten Lichtes auf den Funken 369.
— Einfluß des Variationsgrades des Potentials auf die Funkenentladung 375.
Tabellen des Funkenpotentials 432—435.
Tamm, Spitzenentladung 420. 421.
Temperatur, Einfluß der auf die
— photoelektrischen Effekte 246.
— — Ionisation durch Röntgenstrahlen 264.
— — Thoriumstrahlung 297.
— der Kathoden im Bogen 436.
— Verteilung längs der Entladungsbahn durch ein Gas von niederem Druck 485. 486.
Tertiäre Röntgenstrahlen 282.
Theorie der Entladung durch ultraviolettes Licht 234.
— der sekundären Strahlung 277.
— — Funkenentladung 398.
— — Spitzenentladung 426.
— — Bogenentladung 444.
— — Entladung durch Gase bei niederem Druck 496.
Thermolumineszenz 512.
Thomson, J. J., Abhängigkeit von Stromstärke und Potentialdifferenz bei geringer Ionisation 14.
— Sättigungsstrom 15—17.
— Theorie der Elektrizitätsleitung in einem Gase, das Ionen enthält 65—78.
— Einwirkung des magn. Feldes 78—90.
— Verhältnis e/m in Kathodenstrahlen 94.
— — — bei Auslösung durch ultraviolettes Licht 107—108.
— — — für die negativen Ionen eines glühenden Drahtes 111.
— — — für die positiven Ionen eines glühenden Drahtes 119.
— Messung des e 120—130.
— Kernbildung durch Ionen 138.
— Einfluß der Tropfenbildung auf die chemische Verbindung 141.
— Vergleich der Wirkung von + und — Ionen in Hinsicht der Tropfenbildung 145.
— Theorie der Kondensationswirkung der Ionen 148—153.
— Methode zur Messung kleinerer Leitfähigkeiten ohne Elektrode 173.
— Unterbrechung des Stromes durch eine Metallplatte bei unipolarer Leitung 174.
— Ionisation von Dämpfen 189.
— Chemische Wirkung und Leitfähigkeit 195.
— Ionisation durch Stoß 236—239. 359 bis 366. 496—498.

Thomson, J. J., Ionisation durch Röntgenstrahlen 256.
— Additionsgesetz 257.
— Theorie der sekundären Röntgenstrahlen 277—282.
— Natur der γ-Strahlen 322.
— Abhängigkeit der Absorption der Elektronen von der Geschwindigkeit 326—328.
— Emanation in Quellen 348.
— Elektrisierung beim Zerspritzen 355.
— Erzeugung von Leitfähigkeit durch Kathodenstrahlen 360.
— Kritische Funkenlänge 381.
— Theorie der Funkenentladung 398 bis 406.
— Spitzenentladung bei elektrischen Schwingungen 425.
— Theorie der Bogenentladung 447.
— Ionenverarmung im dunklen Kathodenraum 499.
— Theorie der Entladung in Vakuumröhren 496—514.
— Energie der Kathodenstrahlen 516.
— Leitendwerden von Isolatoren 540.
— Theorie des Elektrons 551. 563—570.
Thomson u. Mc Clelland, Absorption der Röntgenstrahlen u. Leitfähigkeit 255.
Thomson und Rutherford, Entfernen der Leitfähigkeit der Gase 12.
Thorium, Radioaktivität des 293.
Thoriumstrahlung, Einfluß der Temperatur 297.
— — — der Feuchtigkeit 297.
— Quelle 299.
Todd, Rowland und Duncan, Einfluß des Druckes auf die Potentialdifferenz bei der Bogenentladung 440.
Töpler, Schichtung bei hohen Drucken 484.
Townsend, Strom- und Potentialdifferenzkurve 14.
— Rekombinationszahl der Ionen 20.
— Diffusion der Ionen 26.
— Bildung der Wolken 134.
— sekundäre Röntgenstrahlen 270.
— Elektrisierung durch chemische Einwirkung 357.
— Ladung eines durch Elektrolyse freiwerdenden Gases 358.
— Geschwindigkeit der Ionen, erzeugt durch chemische Einwirkung 359.
— Ionisation durch Stoß 362.
Traubenberg, v., Absorptionskoeffizient der Emanation 350.
Tropfen, Elektrisierung der 143.
Tufts, Oxydkathoden in Flammen 181.

Ultraviolettes Licht, Verhältnis der Ladung zu Masse für Elektronen, erzeugt durch 107.
— — Einfluß auf die Kondensation von Wolken 139. 223.
— — — auf Luft 140.
— — positive Ionen, erzeugt durch 220.
— — Theorie der Entladung 234.
— — Einfluß auf die Funkenerzeugung 370.
Uranium, Strahlung von 284.
— Ionisation, erzeugt durch 290.
— radioaktive Bestandteile des 292.

Vakuum, Isolation des 5.
Varley, Beziehung zwischen Potentialdifferenz und Strom für die Leitfähigkeit durch ultraviolettes Licht 232.
— Kathodenstrahlen 510.
Verengung in Röhren, Einfluß auf die Entladung 483. 506.
Verhältnis von Ladung zu Masse für Elektronen 91.
— für positive Ionen 117. 119. 292.
— der Geschwindigkeiten der positiven und negativen Ionen 41—45.
— der Ladung zu Masse für positive Ionen, erzeugt durch glühende Körper 119.
Verunreinigungen im Gase, Einfluß auf die Spitzenentladung 422.
Verzögerung des elektrischen Funkens 369.
Villard, reduzierender Einfluß der Kathodenstrahlen 512.
— Elektrisierung durch Kanalstrahlen 534.
Villari, Wärme, durch die Entladung erzeugt 416.
Violle, Temperatur des Bogens 436.

Walter, Entladung vor dem Durchgang des Funkens 372.
Warburg, Elektrizitätsverlust durch Luft 2.
— Funkenverzögerung 369.
— — und Funkenpotential in Abhängigkeit von der Bestrahlung 370.
— — in trockenen Gasen 373.
— Einfluß der magnetischen Kraft auf das Funkenpotential 373.
— Kathodenfall und Beimengungen 386.

Warburg, elektrische Anziehung der Kathode 463.
— Einfluß von Verunreinigungen auf die Spitzenentladung 422.
— Kathodenfall des Potentials 458. 459.
Wärme, erzeugt durch den Funken 416.
— Einfluß der, auf den Kathodenfall des Potentials 458.
Wasser, Leitfähigkeit durch 346.
— Elektrisierung durch 355.
— radioaktives Gas in 348.
Watson, Ionisation durch glühende Körper 154. [509.
Wellen in Luft, erzeugt durch Funken
Wehnelt, Schatten auf der Kathode 117.
— Elektronenemission glühender Oxyde 181. 182.
— Entladung von der Kathode 461.
— Verteilung des Potentials in der Nähe der Kathode 463.
— Einfluß des Stromes auf die Dicke des dunklen Raumes 468.
— Kanalstrahlen 534.
Wesendonck, Dissymmetrie der Entladung 412.
Wiechert, Verhältnis der Ladung zur Masse eines Ions 102.
— Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen 103.
Wiedemann, E., Temperatur des Gases während der elektrischen Entladung 486.
— Entladung durch Verengungen 494. 495.
— Entladungsstrahlen 508.
— Thermolumineszenz 512. 513.
— thermische Wirkungen durch Kathodenstrahlen 515.
— Energie, die erforderlich ist, Phosphoreszenz zu erzeugen 516.
Wiedemann, E., und Ebert, Entladung bei niederen Drucken durch schnelle Wechselströme 515.
— Wärmewirkungen der Kathodenstrahlen 515.
— Abstoßung der Kathodenstrahlen 533.
— Einfluß des ultravioletten Lichts auf den Funken 369.
Wiedemann, E., und Schmidt, Färbung, erzeugt durch Kathodenstrahlen 512. 513.
Wiedemann, G., Wärmeeffekt durch Funken 416.
Wien, Verhältnis der Ladung zur Masse für positive Ionen 117.
— Kanalstrahlen 534.
— Energie der Röntgenstrahlen und Impulsbreite 546—549.
— Energie der Radiumstrahlen 319.
Willows, Entfernung zwischen den Schichten 481.
— Einfluß der Größe des Entladungsrohres auf die Schichten 481.
— Einfluß der Natur des Gases auf die Schichten 483.
— Einfluß des magnetischen Feldes auf die Entladung 492.
Wilson, C. T. R., Entweichen der Elektrizität durch Luft und andere Gase 4. 5.
— Kondensation der Wolken um Ionen 121.
— Kernbildung von Metallen 141.
— verhältnismäßige Wirksamkeit der positiven und negativen Ionen bei der Erzeugung von Wolken 145.
— Ionen, erzeugt durch Spitzenentladung 431.
— Radioaktivität des Regens 4.
Wilson, H. A., Verhältnis der Masse zur Ladung eines Elektrons 94.
— Einfluß des gelösten Salzes auf die Bildung von Wolken 141. 358.
— Elektrizitätsverlust des glühenden Platindrahtes 159. 166. 167.
— Quelle der Ionisation der Flammen 172.
— Geschwindigkeit der Ionen in Salzdämpfen 175.
— Entladung durch Flammengase 177.
— Arbeit, die erforderlich ist, um ein Gas zu ionisieren 190.
— Verteilung des Potentials in heißen Gasen 192.
— Geschwindigkeit der Ionen in Flammen 193. 203.
— Leitfähigkeit der Flammen 197. 200.
— Ströme durch Salzdämpfe 201. 217.
— Verteilung der elektrischen Kraft bei der Entladung 452.
— Stromdichte an der Kathode 461.
— Elektrische Kraft im Faradayschen Dunkelraume 471.
— positive Säule 473.
— Radioaktivität des Regens 474.
— Verteilung der Ionen längs der Entladung 476.
— Halleffekt in Gasen 478.

Wilson, H. A., Ladung des Ions 129.
— Einfluß des Wasserstoffs auf das Entweichen der Elektrizität von heißen Drähten 166.
Wind, elektrischer 423.
Wind und Haga, Beugung der Röntgenstrahlen 544.
Wolf, Abhängigkeit des Funkenpotentials von dem Druck 393.
Wolken, erzeugt durch chemische Einwirkung 134.
— gebildet um Ionen 124.
— relative Wirksamkeit der positiven und negativen Ionen bei Erzeugung von 145.
— erzeugt durch Gase, die bei der Elektrolyse frei werden 358.
Wood, Verteilung der Temperatur längs der Entladungsbahn 486.
Wurtz, nichtfunkenbildende Metalle 420.

Zahl der Moleküle in einem Kubikzentimeter eines Gases 58. 130.
Zeleny, Geschwindigkeit der positiven und negativen Ionen 41. 45. 50.
— Strom im Gase, verursacht durch die Bewegung der Ionen 61.
— Potentialfall im ionisierten Gase 62.
— Einfluß der Temperatur auf die photoelektrischen Effekte 243.
Zerban und Hofmann, Äquivalentgewicht des Aktiniums 336.
Zerstreuung der Kathodenstrahlen 528.
Zischender Bogen 449.

Berichtigungen:

S. 83 Zeile 15 von unten — statt $+$.

S. 87 Zeile 6 von oben A' statt A.

S. 87 Zeile 7 von oben xy-Ebene statt yz-Ebene.

S. 87 Zeile 7 lies „Projektion“ anstatt „Anfang“.

S. 109: Herr Lenard ersucht mich um den Hinweis, daß die unter Abs. 58 referierte Arbeit zum erstenmal 1899 in den Wiener Ber. CVIII, Abt. II, p. 1649 abgedruckt ist. Infolgedessen Zeile 15 von oben: 1899 statt 1900.

S. 167 Zeile 16 von oben „Platindraht“ statt „Wasserstoff“.

S. 210 letzte Zeile statt „also“ „ferner“.

S. 216 Zeile 15 von oben $=$ statt —.

S. 362 Zeile 9 von oben statt $f(Xe\lambda)$ lies $\frac{f(X \cdot e\lambda)}{\lambda}$.

Druck von B. G. Teubner in Leipzig.

Dieses Verdeutschungsheft, das mehr als 2500 ins Deutsche übertragene Fremdwörter enthält, sollte

in keinem Geschäft,
in keinem Amtszimmer,
in keiner kaufmännischen Schule

fehlen; auch müßte es jedem Angestellten, Beamten und Schüler zur Ehrenpflicht gemacht werden, sich fürderhin aller überflüssigen Fremdwörter zu enthalten. Der niedrige Preis des Heftes ermöglicht jedermann die Anschaffung. Auf die Vorzugspreise bei Bezug einer größeren Anzahl wird besonders hingewiesen.

Daß innerhalb weniger Jahre schon die 8. Auflage herausgegeben werden konnte und damit 115000 Hefte abgesetzt wurden, macht jede weitere Empfehlung überflüssig. Ein Probeheft wird kostenlos überreicht; Zahlung dafür indessen dankend angenommen.

Allgemeiner
Deutscher Sprachverein
Zweigverein Frankfurt a. M.
Sternstraße 33

COUNTWAY LIBRARY OF MEDICINE
QC
610
T38 G3

RARE BOOKS DEPARTMENT